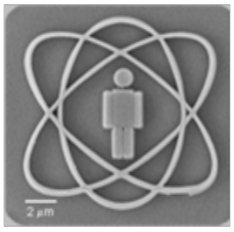
CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS



TESE DE DOUTORADO

Dinâmica da Magnetização em multicamadas magnéticas e micro/nanoobjetos magnéticos: efeitos da interação dipolar e do exchange bias

ROBERTA DUTRA DE OLIVEIRA PINTO

ORIENTADOR: RUBEM LUÍS SOMMER

Dezembro de 2014

Resumo

Nesta tese são investigadas as propriedades estáticas e dinâmicas da magnetização em estruturas periódicas de *Permalloy* ($\mathrm{Ni_{81}Fe_{19}}$) com diferentes geometrias e em sistemas de filmes multicamadas baseados em ($\mathrm{Ni_{81}Fe_{19}}$) e ($\mathrm{Ir_{80}Mn_{20}}$) que exibem o efeito *exchange bias*.

Os arranjos periódicos foram produzidos através da combinação das técnicas de litografia por feixe de elétrons e deposição por *magnetron sputtering*. As propriedades dinâmicas são analisadas fazendo uso da técnica de ressonância ferromagnética (FMR) de banda larga, baseada na utilização de uma guia de onda coplanar e um analisador vectorial de rede (VNA).

Medimos a resposta dinâmica dos sistemas com o campo de rádio frequência aplicado perpendicular e paralelo a direção do campo magnético externo. Além de conseguirmos manipular as propriedades magnética dos sistemas pela interação entre os elementos da rede. As medidas dinâmicas experimentais foram interpretadas, tanto nos estados magnéticos saturados como nos não saturados, mediante o uso de simulação micromagnética usando a plataforma MuMax3. Os dados simulados são analisados por meio de algoritmos que permitem extrair espectros de potência absorvida, em função da frequência e campo aplicado e obtemos detalhes do comportamento dos modos de ressonância excitados dentro de cada sistema.

Investigamos a relação de dispersão de ressonância ferromagnética de banda larga em sistemas nanoestruturados que exibem o efeito de exchange bias. Foram estudados filmes contínuos de multicamadas de [NiFe/IrMn(t_{IrMn})/Ta]$\times$ 10 (com $t_{\mathrm{IrMn}} = 4\,\mathrm{nm}$ e $15\,\mathrm{nm}$) produzidos por magnetron sputtering. Os dados experimentais obtidos foram bem ajustados com cálculos numéricos utilizando o modelo de *exchange bias* granular combinado com os procedimentos de Smith e Beljers.

O efeito da interação de *exchange bias* também foi investigado em arranjos periódicos de

estruturas retangulares de [NiFe/IrMn/Ti]$\times$ 2 produzidos por técnicas de litografia e deposição por por magnetron sputtering. Além do deslocamento em campo das curvas caraterísticas de ressonância, proporcional ao campo de *exchange bias* observado nas medidas estáticas, observamos que a interação de *exchange bias* modifica o espectro de frequências de ressonância do sistema magnético.

Abstract

In this thesis the static and dynamic magnetization properties of periodic arrays of $\mathrm{Ni_{80}Fe_{20}}$ patterned elements and exchange biased multilayer films based in *Permalloy* ($\mathrm{Ni_{81}Fe_{19}}$) e $\mathrm{Ir_{80}Mn_{20}}$ are studied.

The arrays were produced by combining electron beam lithography and magnetron sputtering deposition techniques. The magnetization dynamics of these systems are investigate by means of technique of broadband ferromagnetic ressonance (FMR) based on the use of a broadband waveguide and a vector network analyzer (VNA).

We obtained the dynamic response for two configurations radio frequency field perpendicular and parallel to the direction of the external magnetic field in saturated and unsaturated states. Besides, we manipulated the magnetic properties of the systems by the interaction between the elements . The experimental dynamics measurements were interpreted in both the saturated magnetic states as in unsaturated by micromagnetic simulation using the MuMax3. The simulated data are analyzed by means of algorithms which allow to extract spectral power absorbed as a function of applied field and frequency. In addition to details of the behavior of the resonant modes excited within each system.

We investigate the broadband ferromagnetic resonance dispersion relation of exchange biased multilayers using the vector network analyzer ferromagnetic resonance (VNA-FMR) method. Multilayered films with structure [NiFe(20 nm)/IrMn(t_{IrMn})/Ta(3 nm)]$\times$ 10 (with t_{IrMn} = 4 and 15 nm) were produced using magnetron sputtering. The experimental data were compared with numerical calculations performed using the granular exchange-bias model combined with the procedures of Smitth e Beljers.

In addition, the interaction effect of *exchange bias* was also investigated in periodic arrays

of rectangular structures of [NiFe/IrMn/Ti]$\times$ 2 produced by lithography and deposition magnetron sputtering techniques. Besides the displacement field characteristics of resonance curves, proportional to the field exchange bias observed in static measurements, we observed that the interaction of exchange bias modifies the frequency spectrum of the magnetic resonance imaging system.

Conteúdo

1 Introdução **1**

2 Processos de Magnetização e Exchange bias **4**

2.1 Energia livre Magnética 4

2.1.1 Energia de Troca 5

2.1.2 Energia de Zeeman 5

2.1.3 Energia Magnetostática 6

2.1.4 Energia de Anisotropia 8

2.1.5 Interação de contato FM / AFM - Exchange Bias 9

3 Dinâmica da magnetização e ondas de spins **12**

3.1 Dinâmica da magnetização 12

3.2 Precessão uniforme da magnetização 13

3.3 Ondas de Spins 14

3.4 Ondas de spins em Sistemas Confinados 17

3.4.1 Pontos circulares 18

3.4.2 Pontos elípticos 23

3.4.3 Linhas confinadas 26

4 Técnicas Experimentais **31**

4.1 Técnicas de Preparação das Amostras 31

4.1.1 Litografia por feixe de elétrons 32

4.1.2 Deposição dos filmes - *Magnetron Sputtering* 35

4.2 Técnicas de Caracterização das Amostras 39
4.2.1 Microscopia Eletrônica de Varredura (MEV) 39
4.2.2 Microscopia de Força Magnética (MFM) 39
4.2.3 Magnetômetro de Gradiente de Campo Alternado (AGFM) 40
4.3 Ressonância ferromagnética de banda Larga (VNA-FMR) 42

5 Simulação Micromagnética 50

5.1 Plataforma de simulação micromagnética MuMax3 51
5.2 Algoritmo de simulação 52
5.3 Potência absorvida 55
5.4 Oscilação da magnetização 58
5.5 Modos de oscilação 61

6 Resultados dos sistemas periódicos de Permalloy 63

6.1 Arranjo de discos 63
6.1.1 Discos de Permalloy com 1μm de diâmetro 63
6.1.2 Caracterização magnética estática e dinâmica 64
6.1.3 Simulação Micromagnética 69
6.1.4 Conclusões parciais 81
6.2 Arranjos de elipses 83
6.2.1 Orientação de saturação e remanência das elipses 83
6.2.2 Elipses de Permalloy 2.4 μm $\times$ 1.4 μm 87
6.2.3 Curvas de magnetização $\mathrm{M} \times \mathrm{H}$ 88
6.2.4 Espectro de Absorção de FMR em banda larga 90
6.2.5 Simulação Micromagnética 96
6.2.6 Conclusões parciais 121
6.3 Arranjos de linhas 123
6.3.1 Linhas de Permalloy (1 μm $\times$ 99 μm) 123
6.3.2 Curvas de magnetização MxH 125

6.3.3 Espectro de Absorção de FMR em banda larga 127
6.3.4 Simulação Micromagnética 133
6.3.5 Conclusões parciais 143

7 Resultados dos sistemas com *Exchange Bias* **145**

7.1 Filmes multicamadas de $(\mathrm{NiFe/IrMn(t)/Ta}) \times 10$ 145
7.1.1 Caracterização Estrutural 147
7.1.2 Caracterização estática MxH 147
7.1.3 Caracterização Dinâmica 149
7.1.4 Modelo 150
7.1.5 Relação de dispersão e curvas $\mathrm{M} \times \mathrm{H}$ ajustados 151
7.1.6 Conclusões parciais 154
7.2 Arranjo de linhas confinadas de $[\mathrm{NiFe/IrMn/Ti}] \times 2$ 155
7.2.1 Curvas de magnetização $\mathrm{M} \times \mathrm{H}$ 156
7.2.2 Espectro de Absorção de FMR em banda larga 158
7.2.3 Conclusões parciais 163

8 Conclusões gerais **164**

Bibliografia **167**

A Detalhes sobre preparação das amostras **174**

A.1 Preparação do substrato 174
A.2 Parâmetros de Exposição dos Padrões 175

B Artigos publicados **177**

1. Introdução

O estudo da dinâmica da magnetização em sistemas magnéticos acoplados tornou-se um grande interesse, principalmente pelo potencial em aplicações. Entre as principais contribuições tecnológicas já estabelecidas na indústria, encontram-se sensores de campo magnético e dispositivos baseados em magnetorresistência gigante (GMR), tais como cabeças de leitura magnética e memórias magnéticas de acesso aleatório (MRAM) [1]. Estas tecnologias vem sendo estudadas atualmente por uma área do magnetismo conhecida como spintrônica, que estuda os dispositivos eletrônicos baseados em transporte de spin. Recentemente, tem havido um crescente interesse na compreensão da propagação de ondas de spin em nanoestruturas magnéticas periódicas, conhecidas como cristais magnônicos [2], [3], [4], com um potencial uso como meio de transmissão e processamento de informação em aplicações de spintrônica [5].

A implementação prática destes dispositivos requer a fabricação de estruturas magnéticas confinadas com extensões laterais da ordem de nanômetros a micrômetros. A tecnologia para estes processos de fabricação tem evoluído bastante nas últimas décadas graças aos avanços na padronização por litografia. A utilização destes dispositivos requer o controle de fontes de excitação e detectores que trabalham na frequência da faixa de microondas. Atualmente esta excitação e detecção pode ser realizada facilmente por meios elétricos devido a grande quantidade de tecnologia disponível na eletrônica tradicional.

Quando as dimensões das estruturas magnéticas são reduzidas ao ponto de serem comparáveis ao comprimento de troca, o processo de reversão da magnetização é modificado drasticamente [6]. Similarmente, a propagação das ondas de spin na estrutura também é afetada devido à presença de fortes campos de desmagnetização, resultando em alterações significativas na resposta dinâmica da magnetização dependente da frequência [7].

O estudo de um único elemento magnético é desafiante, pois exige uma grande sensibilidade no experimento. Para prevenir este problema, os elementos magnéticos são arranjados em estruturas periódicas onde, controlando a distância entre os elementos, pode-se investigar a interação entre eles [8]. A interação entre os elementos de uma rede tem também influência nas propriedades das ondas de spins no dispositivo [9], [10]. Resultados experimentais e teóricos têm mostrado que vários fatores, como geometria, anisotropia, existência ou não de interação entre os elementos, e a formação de domínios únicos ou múltiplos, influenciam no comportamento magnético desses sistemas [12], [13].

Com os recentes progressos no campo de gravação magnética e no novo campo de pesquisa chamado magnônica a nova busca é em investigar a dinâmica coletiva de conjuntos de nanolementos separados por uma certa distância [2]. O comportamento dinâmico coletivo está associado aos campos de dispersão dipolar de longo alcance de cada elemento, no qual podem alcançar os elementos vizinhos mais próximos e alterar as frequências de ressonância de cada elemento [14]. Trabalhos publicados recentemente observam que excitações coletivas em meios magnéticos periódicos são caracterizadas por conjuntos de lacunas de transmissão (*magnonic bands*) e zonas proibidas de frequências (*magnonic gaps*) . Demonstrações tanto teórica como experimentais revelam que as frequências destas lacunas são manipuladas em relação ao espaçamento entre os nanoelementos [11], [10]. Portanto, os dispositivos magnéticos padronizados periodicamente permitem novas perspectivas para manipulação da onda de spins em nanoescala [10],

Neste trabalho estudamos as propriedades magnéticas dinâmicas de estruturas periódicas com geometria circular, elíptica e retangular e de sistemas nanoestruturados que exibem o efeito de exchange bias.

No segundo e terceiro capítulo apresentamos as bases teóricas para explicar os resultados obtidos. No capítulo 2 apresentamos as diferentes contribuições energéticas para a energia livre de um sistema ferromagnético e em seguida apresentamos a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert que descreve a dinâmica da magnetização dos sistemas magnéticos. No capítulo 3 são comentados os tipos de ondas de spins que propagam dentro do material magnético e descrevemos

os processos de reversão da magnetização e os processos dinâmicos dos modos de ressonância de onda de spins excitados em sistemas com geometrias confinadas como estruturas circulares, elípticas e retangulares.

O capítulo 4 é dedicado as técnicas de fabricação de amostras e caracterização das suas propriedades magnéticas estáticas e dinâmica, enquanto que o capítulo 5 descrevemos a plataforma de simulação micromagnética MuMax3 que foi usada para simular as medidas dinâmicas experimentais e detalhamos os algoritmos usados para analisar os dados simulados.

No capítulo 6 apresentamos os estudos realizados nos sistemas periódicos com estruturas geométricas confinadas baseados em *Permalloy* ($\mathrm{Ni_{81}Fe_{19}}$). Nestes sistemas são analisados os efeitos do campo campos desmagnetizante pelo confinamento geométrico e a interação entre os elementos no comportamento magnético dinâmico em altas frequências.

No capítulo 7 são resultados dos sistemas de filmes finos multicamadas de $\mathrm{Ni_{81}Fe_{19}/Ir_{20}Mn_{80}/Ta}$ que exibem o efeito de *exchange bias* produzidos por técnica de deposição *magnetron sputtering* utilizando a técnica de ressonância ferromagnética de banda larga por analisador vetorial de rede (VNA-FMR). Nestes sistemas são analisados como a anisotropia e os parâmetros de acoplamento entre as camadas FM/AFM dependem da espessura da camada AFM. Investigamos também o efeito da interação de *exchange bias* em arranjos periódicos de estruturas retangulares produzidos por técnicas de litografia e deposição por magnetron sputtering. Analisamos como o efeito exchange bias entre as camadas FM/AFM controla o campo desmagnetizante mediante ao confinamento lateral e anisotropia efetiva dentro da linha.

No capítulo 8 são apresentadas as conclusões desta tese e as perspectivas para trabalhos futuros.

2. Processos de Magnetização e Exchange bias

Neste capítulo são apresentados os conceitos fundamentais que permitem a compreensão das propriedades magnéticas tanto estáticas quanto dinâmicas das amostras estudadas. Na primeira seção deste capítulo é feita uma descrição das principais energias magnéticas que contribuem na energia livre total dos materiais; na sequência é apresentada a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert que descreve a dinâmica da magnetização e são comentados os tipos de ondas de spins que se propagam dentro do material magnético.

2.1 Energia livre Magnética

O estado de equilíbrio magnético dentro do material é alcançado pela minimização da sua energia livre total magnética. A energia livre total de uma amostra ferromagnética num campo magnético aplicado pode ser descrita como a soma de várias contribuições energéticas. Dentre elas, estão a energia de troca , a energia de Zeeman , a energia magnetostática , a energia de anisotropia e a energia de acoplamento FM/AFM . Logo,

$$F = \int_V (e_{troca} + e_Z + E_{mag} + ...)dV \tag{2.1}$$

Nesta seção, vamos listar as energias mais relevantes para as discussões e explicações deste trabalho.

2.1.1 Energia de Troca

A energia de troca corresponde a uma interação eletrostática de origem quântica, que é responsável pela ordem magnética dos materiais magnéticos. Se considerarmos dois átomos vizinhos, i e j, com spins $\vec{S}_i$ e $\vec{S}_j$, a contribuição da energia de troca é definida pela seguinte densidade de energia:

$$e_{troca} = -2\frac{1}{\Omega}\sum_{i\neq j} J_{ij}\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \tag{2.2}$$

onde J_{ij} é integral de troca.

Esta interação é usualmente de curto alcance. Se apenas as interações entre os vizinhos mais próximos são consideradas, então a densidade de energia de troca pode ser escrita como [15]:

$$e_{\mathrm{troca}} = -2J_0S^2\frac{1}{\Omega}\sum_{i\neq j} \vec{\boldsymbol{m}}_i \cdot \vec{\boldsymbol{m}}_j, \tag{2.3}$$

onde a soma do produto vetorial das direções $\vec{\boldsymbol{m}}_i$ e $\vec{\boldsymbol{m}}_j$ dos momentos magnéticos é efetuada somente para os primeiros vizinhos. O valor de J_0 define o tipo de ordenamento magnético do material.

Para $\mathrm{J}_0 > 0$, temos os materiais ferromagnéticos (FM) em que os spins tendem a se orientar de forma paralela. Quando $\mathrm{J}_0 < 0$, o material é um antiferromagnético (AFM) em que os spins se orientam de forma antiparalela.

2.1.2 Energia de Zeeman

A energia de Zeeman descreve a interação entre a magnetização do material com o campo magnético aplicado. A contribuição da energia de Zeeman é definida pela seguinte densidade de energia:

$$e_Z = -\vec{M} \cdot \vec{H}_{ext}. \tag{2.4}$$

2.1.3 Energia Magnetostática

A energia magnetostática ou energia dipolar magnética é a energia associada ao campo desmagnetizante $\mathbf{H}_\mathrm{d}$ gerado pela amostra uniformemente magnetizada, definida por

$$E_{mag} = \frac{1}{2}\int_{\infty} \mathbf{H}_d^2 dV = -\frac{1}{2}\int_{amostra} \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{M} dV \tag{2.5}$$

O campo $\mathbf{H}_\mathrm{d}$ está associado a geometria da amostra e surge devido a polos magnéticos livres criados na superfície da amostra onde a componente normal da magnetização M tem uma descontinuidade [16]. A expressão matemática para o campo desmagnetizante de um elemento é um pouco complicada, no entanto para o caso de um elemento com geometria de elipsoide homogeneamente magnetizado é simplificado por [17],

$$\mathbf{H_d} = -\bar{\mathrm{N}}\mathbf{M} \tag{2.6}$$

onde $\bar{N}$ é um tensor diagonal dado por

$$\bar{N} = \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} \tag{2.7}$$

no qual depende das dimensões e das coordenadas dos eixos principais do elemento. O traço do tensor $\bar{N}$ satisfaz,

$$N_x + N_y + N_z = 4\pi \text{ (CGS)}, \tag{2.8}$$

$$N_x + N_y + N_z = 1 \text{ (SI)} \tag{2.9}$$

O cálculo numérico dos fatores desmagnetizantes de um elipsoide com eixos (a,b,c) pode ser encontrado na referência [18].

Para o caso de um filme fino, podemos considerar com boa aproximação, o filme como

um corte plano de um elipsoide. Então para um filme fino uniformemente magnetizado, a energia desmagnetizante pode ser calculada utilizando os fatores desmagnetizantes obtidos da sua geometria. O campo desmagnetizante com os fatores desmagnetizantes associados a cada um dos eixos $\hat{\mathrm{x}}$, $\hat{\mathrm{y}}$ e $\hat{\mathrm{z}}$ e a densidade de energia desmagnetizante por unidade de volume, podem ser expressos por:,

$$\mathbf{H}_d = -N_x(\mathbf{M}\cdot\hat{x})\hat{x} - N_y(\mathbf{M}\cdot\hat{y})\hat{y} - N_z(\mathbf{M}\cdot\hat{z})\hat{z}, \tag{2.10}$$

$$e_d = \frac{N_x(\mathbf{M}\cdot\hat{x})^2 + N_y(\mathbf{M}\cdot\hat{y})^2 + N_z(\mathbf{M}\cdot\hat{z})^2}{2} \tag{2.11}$$

No entanto, quando magnetizamos um filme fino no plano, o campo desmagnetizante pode ser desprezado em função da distância entre as bordas ser dada como infinita. Embora, ao magnetizar o filme fino na direção fora do plano, os polos magnéticos na superfície dá origem a um campo $\mathrm{H_d} = \mathrm{N_z}(\mathbf{M}\cdot\hat{\mathrm{z}})\hat{\mathrm{z}}$ que aponta na direção oposta a magnetização M. Sendo assim, o fator desmagnetizante é zero no plano $N_y = N_z = 0$ e a componente fora do plano assume seu valor máximo $N_x = 1$. Logo,

$$\mathbf{H}_d = -(\mathbf{M}\cdot\hat{z})^2 \rightarrow e_d = \frac{1}{2}(\mathbf{M}\cdot\hat{z})^2 \tag{2.12}$$

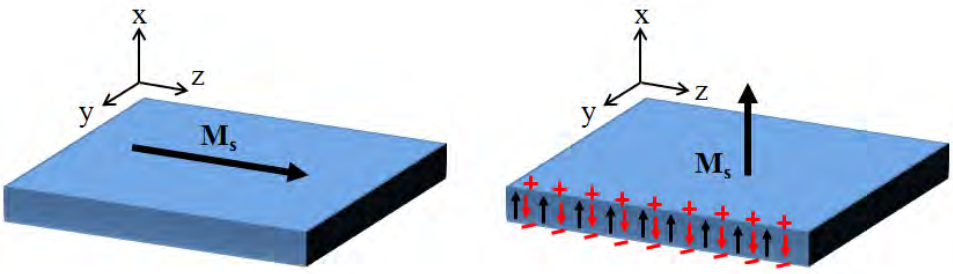


Figura 2.1: Ilustração de um filme fino comprido magnetizado ao longo do seu comprimento (esquerda) e perpendicular ao plano (direita). O campo desmagnetizante pode ser desprezado em função da distancia entre as bordas quando magnetizado ao longo do comprimento. No entanto, no caso de magnetização na direção fora do plano, os polos magnéticos na superfície dão origem a um campo $\mathrm{H_d}$ que aponta na direção oposta a magnetização M.

2.1.4 Energia de Anisotropia

A dependência da orientação da magnetização em relação aos eixos cristalográficos do material é descrita pela energia de anisotropia magnetocristalina. Em geral, a energia de anisotropia magneto cristalina tem a mesma simetria da estrutura cristalina do material. Para cristais cúbicos como o Fe que apresentam direções de fácil magnetização nas arestas do cubo, a energia de anisotropia é expressa em termos dos cossenos diretores α_1, α_2 e α_3 da magnetização interna em relação às arestas do cubo, então,

$$E_K = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + ..., \tag{2.13}$$

onde K_1 e K_2 são as constantes de anisotropia. Para o Ferro (bcc) e o Níquel (fcc), à temperatura ambiente, os valores de K_1 e K_2, em $[\,\mathrm{J/m^3}]$, são respectivamente : $K_1 = 4,8 \times 10^4$, $K_2 = -1,0 \times 10^4$ e $K_1 = -4,5 \times 10^3$, $K_2 = -2,5 \times 10^3$. Podemos observar que as constante de anisotropia K_1 do Níquel tem o sinal negativo que significa que os eixos cristalinos são de difícil magnetização.

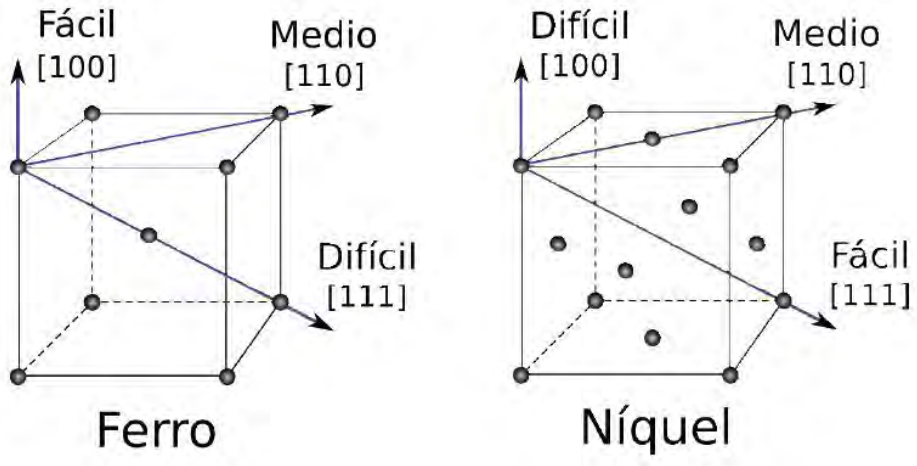


Figura 2.2: Direções preferenciais de magnetização para cristais de Ferro e de Níquel.

Para alguns materiais pode se calcular uma anisotropia efetiva dependente de um único eixo, referida como anisotropia uniaxial. Esta anisotropia efetiva é produto da textura cristalográfica e das tensões dentro do material. A anisotropia uniaxial é a forma mais simples de anisotropia, depende apenas do ângulo θ entre direção de magnetização e o eixo fácil. A energia de

anisotropia uniaxial é usualmente escrita em termos do seno do ângulo θ, como

$$E_u = {K_1}^u \operatorname{sen}^2\theta + {K_2}^u \operatorname{sen}^4\theta + ... \tag{2.14}$$

onde ${K_1}^u$ e ${K_2}^u$ são as constantes de anisotropia uniaxial de primeira e segunda ordem. A energia de anisotropia pode ser escrita simplesmente como:

$$E_u = K_{ef} \operatorname{sen}^2\theta. \tag{2.15}$$

2.1.5 Interação de contato FM / AFM - Exchange Bias

A interação interfacial entre um material ferromagnético (FM) e um antiferromagnético (AFM) da origem ao fenômeno chamado de *exchange-bias* [19]. Esta interação FM/AFM induz uma energia de anisotropia de troca na interface, apresentada como uma energia de anisotropia unidirecional [20], [21]. Este fenômeno é caracterizado por um deslocamento em campo da curva de magnetização (M vs. H), devido a uma anisotropia unidirecional induzida na interface e o valor deste deslocamento é associado ao campo de *exchange-bias* $(\mathrm{H_{EB}})$.

O valor do campo $\mathrm{H_{EB}}$ pode ser definido através da curva de histerese (ver Figura 2.3) pela Equação 2.16 e o campo coercitivo H_C pela Equação 2.17 , onde $\mathrm{H_{C1}}$ e o $\mathrm{H_{C2}}$ são os campos magnéticos coercitivos da parte decrescente e crescente de H respectivamente, no ciclo de histerese:

$$H_{EB} = \frac{H_{C1} + H_{C2}}{2}, \tag{2.16}$$

$$H_C = \mid \frac{H_{C1} - H_{C2}}{2} \mid . \tag{2.17}$$

Uma característica do *Exchange Bias* em bicamadas FM/AFM é a dependência com a espessura das camadas. O valor de $(\mathrm{H_{EB}})$ tem uma relação inversamente proporcional a espessura da camada ferromagnética t_{FM}. No entanto, a dependência do H_EB com a espessura da camada AFM t_{AFM} não é tão simples assim. Em geral, para pequenas t_{AFM} o fenômeno desaparece e

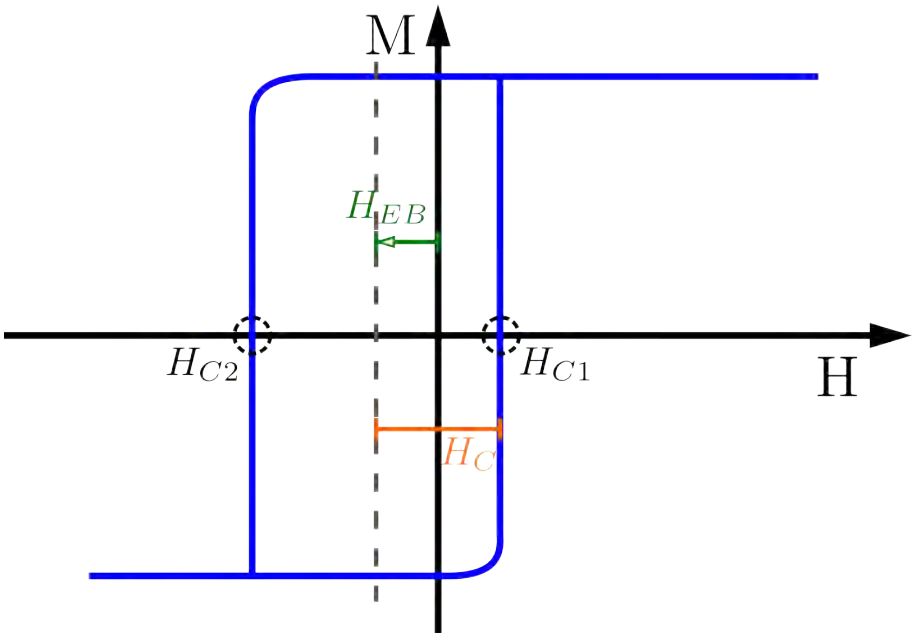


Figura 2.3: Definição do campo de exchange bias $\mathrm{H_{EB}}$ e do campo coercivo $\mathrm{H_C}$ para uma curva de magnetização que apresenta o fenômeno *exchange bias*.

a partir de um certo valor crítico da t_{AFM}, segunda a literatura acima de $t_{AFM} \approx 4\,nm$, o H_EB aproxima-se de um valor constante e torna-se independente deste parâmetro [22], [23].

Anisotropia Rodável

Em medidas dinâmicas de amostras com EB, usualmente é observado um deslocamento em frequência das frequências de ressonância em função do campo externo ($\mathrm{f_R}$ vs. H), este efeito é atribuído a presença de uma anisotropia rodável (RA) [28], [29], [30]. Esta anisotropia está associado a spins instáveis na interface FM/AFM cuja magnetização segue a rotação da magnetização da camada FM e tem sido discutida em diversões trabalhos como [24],[25], [26].

Os efeitos da anisotropia rodável são bem descritos pelo modelo apresentado por Harres e Geshev [27] para sistemas FM/AFM policristalinos com interfaces granulares. Este modelo considera a interação do FM com dois tipos de grãos interfaciais no AFM. Estes grãos são classificados de acordo com a sua anisotropia e ao acoplamento com o FM. A energia de acoplamento resultante para cada grão pode ser descrita como:

$$E_{\mathrm{FM/AFM}} = -J_{\mathrm{FM/AFM}} S(\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{FM}} \cdot \vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{AFM}}), \tag{2.18}$$

onde $J_{\mathrm{FM/AFM}}$ é a constante de acoplamento, S a superfície efetiva de contato entre o grão e o FM, e $\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{AFM}}$ a direção da magnetização do AFM na camada superficial do grão.

Os grãos do AFM com anisotropia forte são classificados como grãos estáveis, estes são responsáveis pelo campo de *exchange-bias*. Nestes grãos, a anisotropia fixa $\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{AFM}}$ numa direção específica, logo o magnetização do FM tenta se orientar na mesma direção. A soma da interação de todos os grãos estáveis pode ser descrita como uma anisotropia unidirecional efetiva, o termo de densidade de energia relacionado é

$$e_{\mathrm{EB}} = -\mathrm{H}_{\mathrm{EB}} M_S(\vec{\boldsymbol{m}} \cdot \vec{\mathbf{u}}_{\mathrm{EB}}), \tag{2.19}$$

onde $\vec{\mathbf{u}}_{\mathrm{EB}}$ é a direção da anisotropia unidirecional, e H_{EB} é o campo efetivo desta anisotropia, ou campo de *exchange-bias*.

Para o caso de grãos com baixa anisotropia, $\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{AFM}}$ é livre para girar seguindo à magnetização do FM. O ângulo entre $\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{AFM}}$ e $\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{FM}}$ depende da relação entre a anisotropia do grão e o acoplamento com o FM, e depende também da história magnética da amostra. Quando um grão tem uma anisotropia muito baixa, $\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{AFM}}$ se orienta na mesma direção que $\vec{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{FM}}$, o efeito coletivo deste tipo de grãos pode ser expressado como a uma anisotropia rodável, e a densidade de energia associada é descrita por:

$$e_{\mathrm{RA}} = -\mathrm{H}_{\mathrm{RA}} M_S(\vec{\boldsymbol{m}} \cdot \vec{\mathbf{u}}_{\mathrm{RA}}), \tag{2.20}$$

com $\vec{\mathbf{u}}_{\mathrm{RA}} \simeq \vec{\boldsymbol{m}}$, e um campo efetivo de anisotropia dado por H_{RA}. Para medidas de dinâmica da magnetização, observa-se que a presença destes grãos com baixa anisotropia provoca um deslocamento em frequência nas curvas ($\mathrm{f_R}$ vs. H) e em medidas estáticas (M vs. H) são responsável pelo incremento no campo coercivo em amostras que exibem o efeito de *exchange-bias*.

Este modelo granular de EB combinado com os procedimentos de Smith e Beljers [31] foram usados para simular os dados experimentais das medidas dinâmicas de ressonância ferromagnética nas amostras de filmes multicamadas com exchange bias estudas nesta tese.

3. Dinâmica da magnetização e ondas de spins

3.1 Dinâmica da magnetização

O movimento da magnetização de um sistema magnético submetido a um campo magnético externo é descrito pela equação Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [37],[38].

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}) - \frac{\alpha}{M_S}(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}), \tag{3.1}$$

onde $\mathbf{M}$ é o vetor magnetização, e γ é a razão giromagnética. A equação 3.1 descreve a precessão da magnetização $\mathbf{M}$ em torno do campo magnético efetivo $\mathbf{H}_{\text{ef}}$ e os mecanismos de amortecimento caracterizado por uma constante adimensional fenomenológica α conhecida como a constante de amortecimento de Gilbert.

O campo $\mathbf{H}_{\text{ef}}$ é definido em função das contribuições energéticas incluídas no sistema, dado por [39],

$$\mathbf{H}_{\text{ef}} = -\frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}}, \tag{3.2}$$

onde F é a energia livre magnética do sistema.

Como comentado na seção anterior, a energia livre total de uma amostra ferromagnética pode ser descrita como a soma de várias contribuições energéticas. A manipulação destas energias e interações permitem controlar a forma do campo efetivo presente na amostra e portanto as propriedades da resposta magnética desta. As soluções analíticas para a equação de LLG são

possíveis somente para alguns casos específicos.

3.2 Precessão uniforme da magnetização

O estado de equilíbrio da magnetização é mantido na sua posição devido ao campo $\mathbf{H}_{\mathrm{ef}}$ que considera todas as contribuições energéticas do sistema. Num experimento de ressonância ferromagnética (FMR) um campo de rádio frequência h_{rf} na faixa de micro-ondas é aplicado na amostra e exerce um torque $\mathrm{M} \times \mathrm{h}_{\mathrm{rf}}$ na magnetização, que a faz desviar, por um pequeno ângulo θ, da sua configuração de equilíbrio . Em consequência, o campo $\mathbf{H}_{\mathrm{ef}}$ do sistema vai exercer um torque $\mathrm{M} \times \mathrm{h}_{\mathrm{eff}}$ que força a restauração da posição inicial da magnetização. Devido a magnetização estar associada com o momento angular, a magnetização responde por um movimento de precessão à esta força restauradora, ao invés vez de se realinhar rapidamente a sua posição de equilíbrio [39]. O sistema ferromagnético entra em ressonância quando a frequência de oscilação do campo h_{rf} for igual a frequência natural de precessão da magnetização.

Em sistemas ferromagnéticos os spins estão acoplados por meio da interação de troca. Este acoplamento é tal que as excitações do sistema são excitações coletivas de spins em torno de uma posição de equilíbrio. A excitação de menor energia e vetor de onda igual a zero, em sistemas ferromagnéticos, é chamada de modo uniforme. Neste modo de excitação os spins processionam em torno do campo H com a mesma fase, ou seja, os spins permanecem paralelos durante a precessão (ver Figura 3.1).

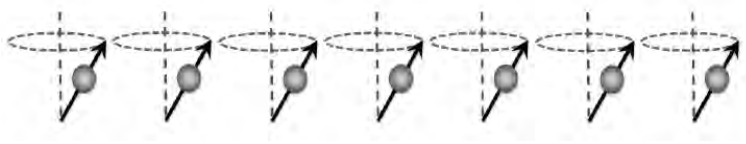


Figura 3.1: Ilustração do modo de precessão uniforme. Imagem extraída da referência [40].

.

A frequência do modo uniforme, chamado de modo uniforme de Kittel, pode ser determinada pela abordagem de Smith-Beljers [31] que relaciona a frequência de ressonância f_{R} com a curvatura da densidade de energia livre e do sistema, em função dos ângulos polar θ e azimutal φ da magnetização, com posições de equilíbrio θ_0 e φ_0 obtidos pela minimização local de e em

cada campo.

$$2\pi f_{\mathrm{R}} = \omega_R = \frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}} \frac{\gamma}{M_S \sin\theta_0} \sqrt{\frac{\partial^2 e}{\partial\theta^2}\frac{\partial^2 e}{\partial\varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 e}{\partial\theta\partial\varphi}\right)^2}\Bigg|_{\theta=\theta_0,\varphi=\varphi_0} \tag{3.3}$$

Esta expressão tem evoluído como o método padrão para determinar o a frequência de precessão da magnetização.

3.3 Ondas de Spins

Devido à interação entre os spins, o sistema tem também modos coletivos nos quais a fase da precessão varia espacialmente, chamados ondas de spins. As ondas de spins constituem as excitações elementares de um sistema magnético. Elas são quantizadas, sendo seu quantum chamado magnon. A Figura 3.2 mostra uma ilustração de uma onda de spin numa cadeia unidimensional. Muitas são as técnicas utilizadas para excitar e detectar ondas de spin, como a ressonância ferromagnética, espalhamento de luz e espalhamento de nêutrons.

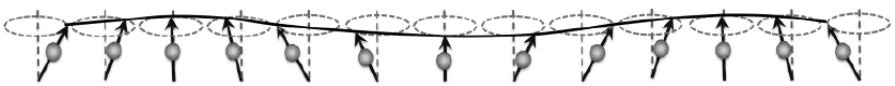


Figura 3.2: Ilustração de uma onda de spins em um sistema ferromagnético em uma dimensão. Imagem extraída da referência [40].

As ondas de spin podem ser classificados em função do tamanho do seu comprimento de onda λ, na qual dependendo do seu tamanho a interação de troca e a interação dipolar magnética ficam mais favorecidas ou não.

Os termos "oscilações magnetostática"ou "ondas magnetostáticas"significam relativamente ondas de spins longas, na qual suas propriedades são dominadas pela interação dipolar de longo alcance entre os spins e, assim influenciadas pela geometria da amostra ferromagnética (Forma e dimensões). Entretanto, ondas de spins com propriedades relativamente menores são chamadas de interações de troca de curto-alcance [41].

Em 1957, Walker [42] descreveu teoricamente os modos ressonantes em esferoides ferromagnéticos e considerou no limite magnetostático. Em 1961, Damon e Eshbach [43] calcularam

no limite magnetostático, modos ressonantes para uma placa ferromagnética de área infinita. Hurben e Patton, em 1995, reformularam a teoria de Damon-Eshbach para ondas magnetostáticas em filmes isotrópicos magnetizados no plano [44].

Baseado na aproximação magnetostática, a propagação de ondas em filmes finos magnetizados no plano foram classificadas em ondas de spins de volume backward e ondas de superfície [45].

- **Onda de spin magnetostática de Superfície (MSSW)**

Os modos de onda magnetostática de superfície (Magnetostatic surface waves - MSSW), também chamado de modos Damon-Eshbach (DE), são observados quando a magnetização estática $\mathbf{M}$ da amostra está no plano e o vetor de onda $\mathbf{k}_{\|}$, que também está no plano, se encontra perpendicular a $\mathbf{M}$. A relação de dispersão aproximada é descrita na referência [46] por

$$\omega_{\mathrm{MSSW}}^{2} = \omega_H \left(\omega_H + \omega_{\mathrm{M}}\right) + \frac{\omega_{\mathrm{M}}}{4}\left(1 - e^{-2k_{\|}d}\right) \tag{3.4}$$

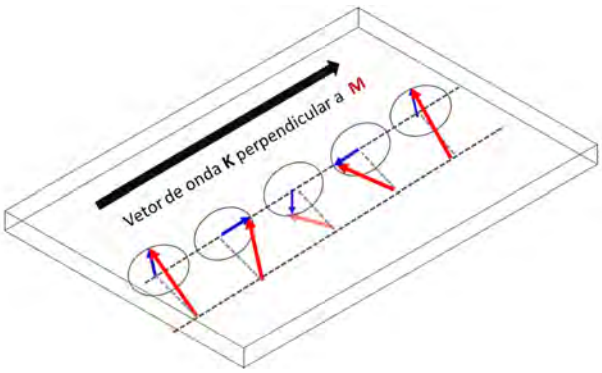


Figura 3.3: Ilustração de modos de onda magnetostática de superfície (Magnetostatic surface waves - MSSW).

onde para $\mathrm{k}_{\|} \to 0$ encontramos a frequência de precessão uniforme no plano.

- **Onda Magnetostática de Volume Backward (BVMSW)**

Os modos de onda magnetostática de volume backward (Backward Volume Magnetostatic Waves - BVMSW) são caracterizados pelo vetor de onda $\mathbf{k}_{\|}$ no plano e colinear a magnetização $\mathbf{M}$ da amostra que também está no plano.

Uma relação de dispersão aproximada para MSBVW determinada por Kalinikos e Slavin na referência [47] é definida por

$$\omega_{\mathrm{BVMSW}}^{2} = \omega_H \left(\omega_H + \omega_{\mathrm{M}}\right) + \left(\frac{1 - e^{-2k_{\|}d}}{k_{\|}d}\right) \tag{3.5}$$

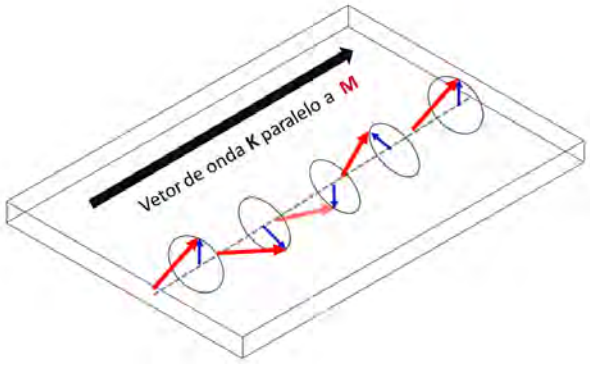


Figura 3.4: Ilustração da configuração filme, campo e precessão da magnetização de modos de ondas magnetostática de volume Backward (BVMSW).

onde considerando no limite $\mathrm{k}_{\|} \rightarrow 0$ também encontramos a frequência de precessão uniforme no plano.

B. A. Kalinikos e A. N. Slavin desenvolveu uma teoria de onda de spin em filmes finos que leva em consideração também a interação de troca (Teoria de onda de spin dipolo-troca). A teoria também considerou os efeitos de pinagem de spin na superfície. Detalhes sobre esta teoria são encontrados na referência [47].

3.4 Ondas de spins em Sistemas Confinados

Os avanços nas técnicas de produção de estruturas por litografia juntamente com outros processos de fabricação tem possibilitado a produção com alta qualidade de padrões de estruturas magnéticas confinadas lateralmente em uma escala nanométrica [39].

Quando as dimensões dos sistemas magnéticos são reduzidas, as condições de contorno das superfícies modificam o espectro de onda de spins. Em pequenos elementos magnéticos com dimensões da ordem de nanometros e micrometros, estruturas de nós podem surgir nos modos de oscilação devido a formação de ondas de spins estacionárias.

Uma analise da literatura disponível tem demonstrado que não se tem uma descrição completa que descreve o espectros de onda de spin em sistemas confinados. A maior dificultado consiste na necessidade de levar em conta simultaneamente as interações dipolar e de troca e também a anisotropia de forma quando as propriedades dinâmicas são analisadas.

A presença do campo desmagnetizante, também chamado de anisotropia de forma, na amostra confinada resulta na presença de campos internos não homogêneos dentro da amostra quando o campo magnético externo é aplicado. A não homogeneidade espacial do campo magnético estático interno leva a localização dos modos de onda de spins nas regiões das bordas (localização de natureza de troca) e na região central (localização de natureza dipolar) dentro da amostra.

O estudo destes fenômenos de localização e quantização de ondas de spins devido ao confinamento da estrutura da amostra foram bem descritos no trabalho publicado por S. O. Demokritov [49], [7] [50], [51] e G. Gubbiotti et al. [52] entre outros como [53], [54], [55], [56], [57].

Serão discutidos nas próximas seções os modos de excitações de onda de spins em sistemas com estruturas confinados com geometrias circulares, elípticas e retangulares que são estudadas nesta tese.

3.4.1 Pontos circulares

O estado magnético vórtice é tipicamente o estado fundamental de amostras ferromagnéticas que são geometricamente confinadas como nanopontos circulares e elípticos. Isto é resultado da necessidade da minimização da energia magnetostática em competição com a interação de troca.

O vórtice magnético caracteriza-se por apresentar um fluxo circular fechado da magnetização no plano com um núcleo central magnetizado perpendicular a este plano (ver Figura 3.5).

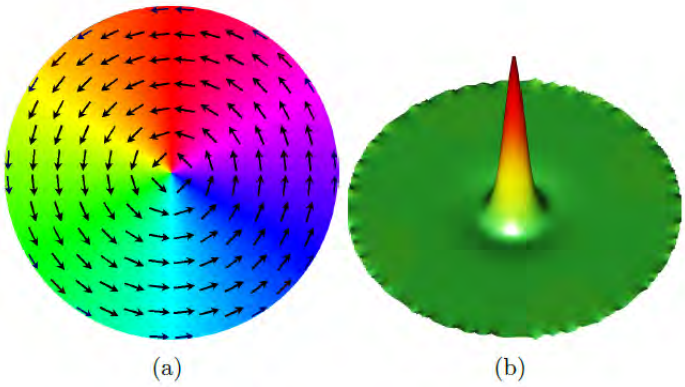


Figura 3.5: Configuração do vórtice magnético. Imagem extraída da referência [58].

Como ilustrado na figura 3.6, a magnetização do núcleo fora do plano pode ter polaridade para cima $(p = +1)$ ou polaridade para baixo $(p = -1)$ e o movimento circular da magnetização no plano em torno do centro podem ser no sentido horário $(C = +1)$ ou sentido anti-horário $(C = -1)$.

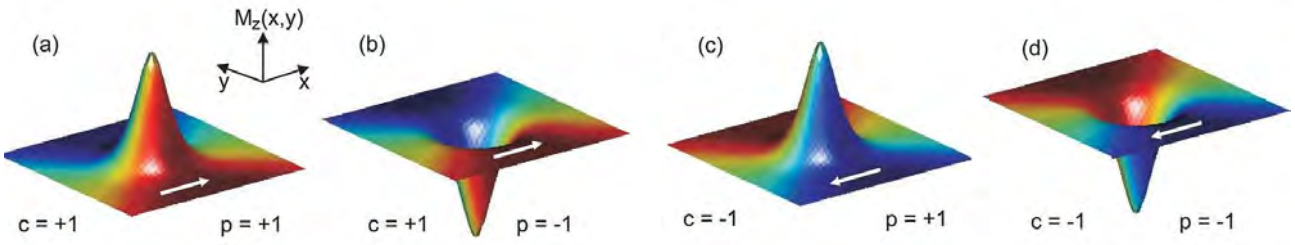


Figura 3.6: Os quatro estados degenerados de uma estrutura que apresenta um único vórtice. As setas brancas ilustram o sentido de rotação da magnetização no plano. Imagem foi extraída da referência [59].

Na figura 3.7 temos uma curva de histerese de um disco de permalloy. Em função da energia de zeeman os momentos magnéticos energicamente se alinham paralelamente ao campo externo e causam um deslocamento do núcleo do vórtice perpendicular a direção do campo externo aplicado, como é ilustrado na representação b) e d) na figura 3.7.

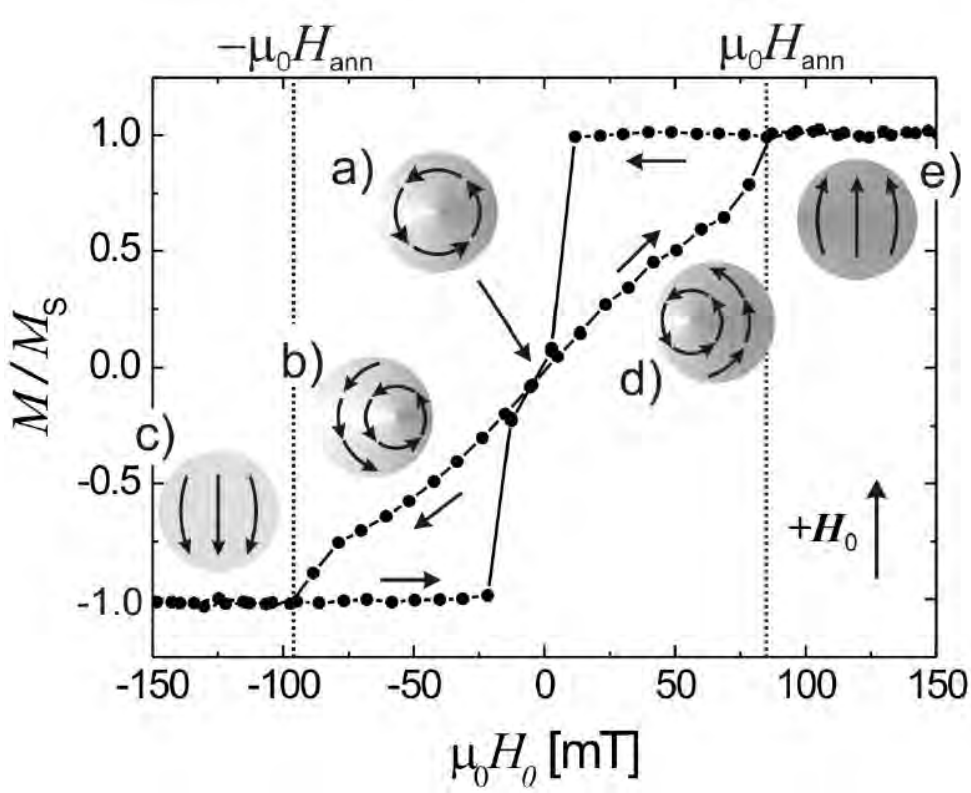


Figura 3.7: Curva típica $\mathrm{M} \times \mathrm{H}$ do estado magnético vórtice. Imagem extraída da referência [60].

A distribuição da magnetização no estado vórtice altera consideravelmente a dinâmica de excitação de ondas de spins comparado a um estado magnético uniforme(saturado). No estado fundamental do vórtice é possível encontrar um rico espectro de excitação em uma ampla faixa de frequência.

Modos de oscilações associados a movimentação precessional do núcleo do vórtice em torno da posição de equilíbrio, chamado de modo translacional ou modo girotropico, podem ser vistos em frequências baixas, na faixa de centenas de MHz. Esta oscilação girotropica do núcleo do vórtice foi descrita em detalhes por Thiele [61] e foi observada experimentalmente em [62], [63], [64], [65].

Em frequências na ordem de GHz, os modos de oscilações são associados as oscilações com simetria radial e azimutal da magnetização no estado vórtice, chamados de modos radial e azimutal devido ao seu perfil de simetria das oscilações, onde são identificados pelo número de seus nós (n,m) ao longo das direções radial e azimutal, respectivamente. As frequências $\omega_{n,m}$ destes modos são quantizadas devido ao confinamento nas bordas laterais dos pontos.

Na figura 3.8, podemos analisar estes modos com simetria axial e modos azimutal com simetria quebrada observados em discos de permalloy por meio imagens por transformada de fourier dos dados temporais da magnetização [66]. Esta estrutura modal é descrita por uma função de bessel de primeira ordem $\mathrm{j_1(k_n r)}$, onde $\mathrm{k_n}$ assume valores discretos determinadas pelas condições de contorno e r é o raio [67], [68]. As frequências podem ser calculadas pelo modelo analítico simples detalhado em [69], [70].

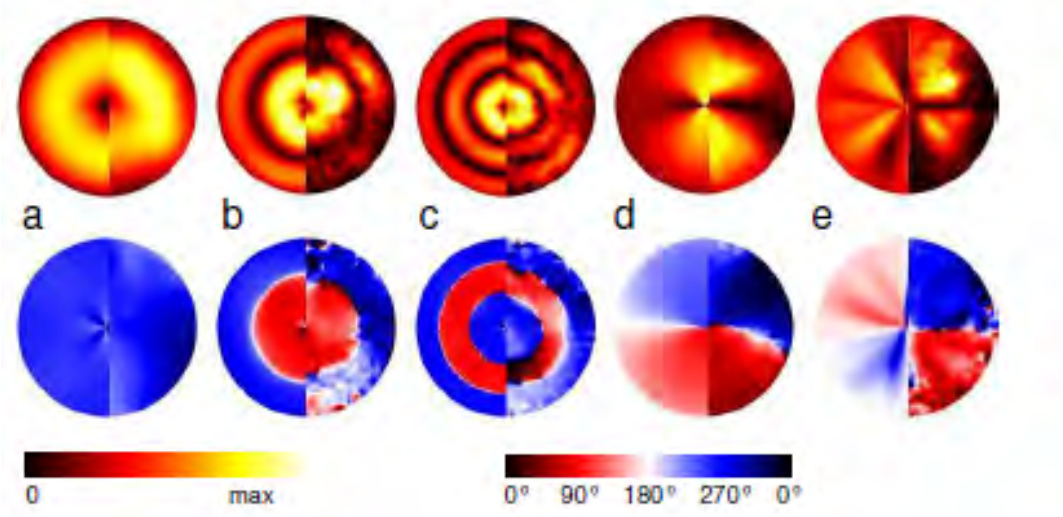


Figura 3.8: Imagens por transformada de fourier (direita) e simulação (esquerda), juntamente com a amplitude (parte superior) e fase (parte de inferior) dos modos radiais e azimutais do estado vórtice obtidas em [66]. Nas imagens de a) a (c): modos com simetria axial mostrando nós concêntricos ($n = 1, 2, 3$, $m = 0$). Em (d): modo com um nó azimutal (1, 1) e em (e): modo com dois nós azimutal (1, 2)

O modo (0,0) é um modo puramente radial e é excitado mais eficientemente por pulso de campo magnético fora do plano. No trabalho de Awad et. al na referência [71] conseguiu por medida de ressonância ferromagnética de banda larga em redes de discos de Permalloy excita-lo

com uma pequena componente de campo h_{rf} perpendicular criado devido ao tamanho finito do condutor central de uma guia de onda coplanar.

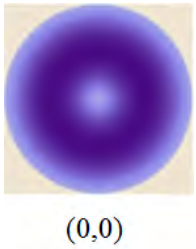


Figura 3.9: Perfil espacial do modo de onda de spin com simetria radial (0,0) retirado da referência [71].

Os modos (0,$\pm$1) são os dois modos azimutal de primeira ordem e os modos (1,$\pm$1) são os modos azimutal de segunda ordem [72] e podem ser excitados por campo de micro-ondas aplicado no plano.

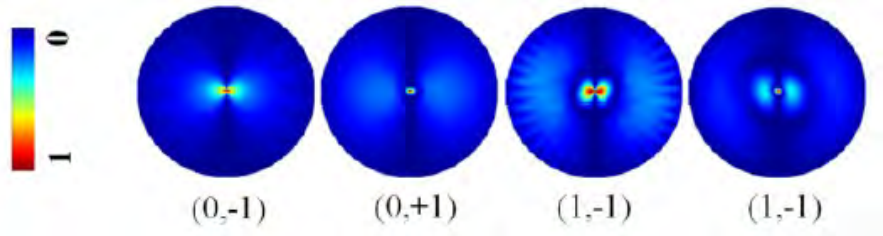


Figura 3.10: Perfil espacial dos modos de onda de spin com simetria azimutal de primeira ordem (0,$\pm$1) e de segunda ordem (1,$\pm$1).

Devido a simetria axial do estado fundamental do vórtice, os modos (n,$\pm$1) são degenerados e exibem um desdobramento em frequência [68]. Segundo Guslienko et. al [73], este desdobramento dos modos de ondas de spin azimutal é interpretado como uma hibridização dinâmica destes com o modo girotrópico. A excitação no plano do disco exerce um torque na magnetização não homogênea fora do núcleo como também pode mover o núcleo do vórtice pra fora da sua posição inicial executando seu movimento girotrópico. A superposição do modo azimutal com o modo girotrópico no mesmo sentido de rotação diminui a frequência da propagação da onda de spins ($m = -1$), enquanto que a rotação no sentido oposto aumenta a frequência ($m = +1$) [72].

Devido à complexidade do problema dos modos de spins no estado de vórtice, a maioria dos estudos têm-se centrado em discos saturados magnetizada no plano. No caso de uma disco, a

magnetização se curva em torno das bordas e no centro fica praticamente alinhada com o campo externo aplicado H.

As superfícies nodais dos modos seguem localmente a orientação da magnetização e podem assumir trajetória paralela ou perpendicular a ela. No estado saturado, o comportamento de modos Damon-Eshbach (DE) e volume Backward (BV)também são encontrados. Como ilustrado na Figura 3.11, modos com linhas nodais paralelas a direção local da magnetização temos modos de superfície ou modos de Damon-Eshbach (n-DE). Modos com linhas nodais perpendiculares a direção local do magnetização temos modos análogos a modos de volume backward (n-MOSMVB) e modos localizadas nas extremidades do disco, onde o campo interno é mínimo temos os modos da borda (n-MB).

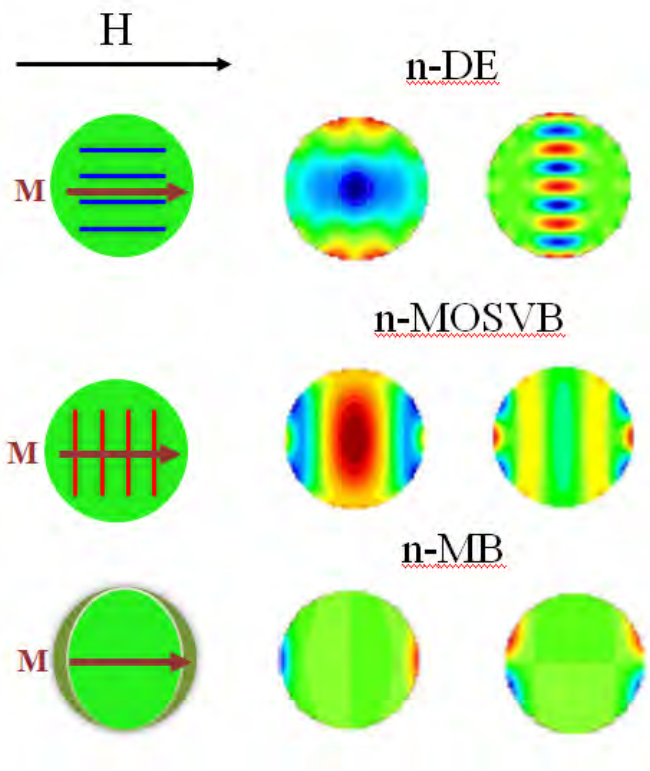


Figura 3.11: Ilustração da relação entre as linhas nodais dos modos magnetostáticos em relação a orientação da magnetização em discos saturados

3.4.2 Pontos elípticos

Em elipses, a reversão da magnetização pode se dar por meio da nucleação de um ou mais vórtices em função da sua geometria. Este caso é típico para elipses com o eixo maior acima de 2μm [75],[58]. Para uma elipse com duplo vórtice a circulação da magnetização apresenta sentidos de rotação sempre opostos, ou seja, um núcleo gira no sentido horário e o outro núcleo no sentido anti-horário na mesma elipse (ver figura 3.13). Entretanto, as polaridades dos vórtices podem ser as mesmas ($\mathrm{p}_1 \cdot \mathrm{p}_2 = 1$), ou opostas ($\mathrm{p}_1 \cdot \mathrm{p}_2 = -1$) [75].

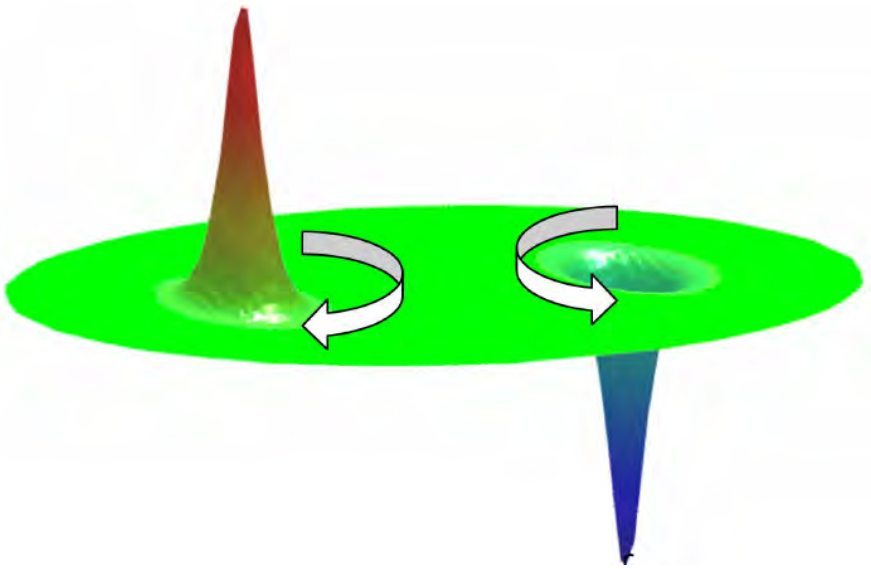


Figura 3.12: Geometria elíptica exibindo dois vórtices de polaridades e circulações opostas. Imagem extraída da referência [58].

Em geral, um campo magnético estático aplicado paralelo ao longo do eixo maior da elipse produz um deslocamento dos dois vórtices em sentidos opostos em direção ao eixo menor. Para uma elipse com configuração magnética de um vórtice simples, quando o campo magnético é aplicado na direção do eixo menor o núcleo do vórtice de desloca na direção das extremidades na direção do eixo maior.

Os modos de excitação em elipses em campo nulo foram investigados por R. D. McMichael and M. D. Stiles na referência [78] por meio de cálculos micromagnético a partir de um estado relaxado com a magnetização uniforme alinhado na direção do eixo maior da elipse. Os modos

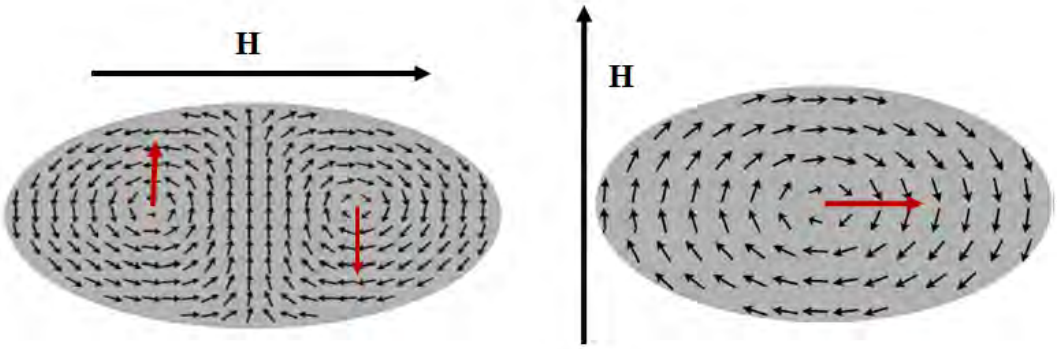


Figura 3.13: Comportamento do duplo vórtice e do vórtice simples em uma elipse em função do campo magnético.

excitados por um campo pulsado uniforme incluem modos com excitações na região das bordas em frequências mais baixas, modos excitados na região central e uma série de modos com linhas paralelas e perpendicular aos eixos de simetria da elipse.

Em seguida, Gubbiotti et al. [89] estudou o efeito da excentricidade em elipses e a orientação do campo magnético aplicado no plano por meio de medidas de espalhamento de luz Brillouin (BLS), no qual depende do espalhamento inelástico da luz por excitação magnética. Para entender a natureza dos modos observados nos espectros, os dados experimentais foram interpretados por método de matriz que calculou os modos de excitação de spins para elipses com excentricidade.

Na Figura 3.14 apresentamos alguns perfis dos modos excitados (componente $\mathrm{m_z}$ da magnetização) para o campo aplicado ao longo do eixo maior da elipse. Estes modos são semelhantes os resultados obtidos por McMichael e Stiles [78].

Podemos classificar os modos em quatro categorias: primeiro temos os modos de borda (n-MB) onde a amplitude do modo é concentrado na borda do elemento; modos com linhas nodais perpendicular a direção do campo aplicado chamado de modos de volume Backward (m-MVB); modos com linhas nodais paralelo a direção do campo aplicado chamado de modos Damon-Eshbach (n-DE); modos sem linhas nodais e com amplitude máxima no centro chamado de modo uniforme (MU) e modos com características tanto de modos (m-MVB) como (n-DE) chamado de modo 'misturado' (m-MVB $\times$ n-DE).

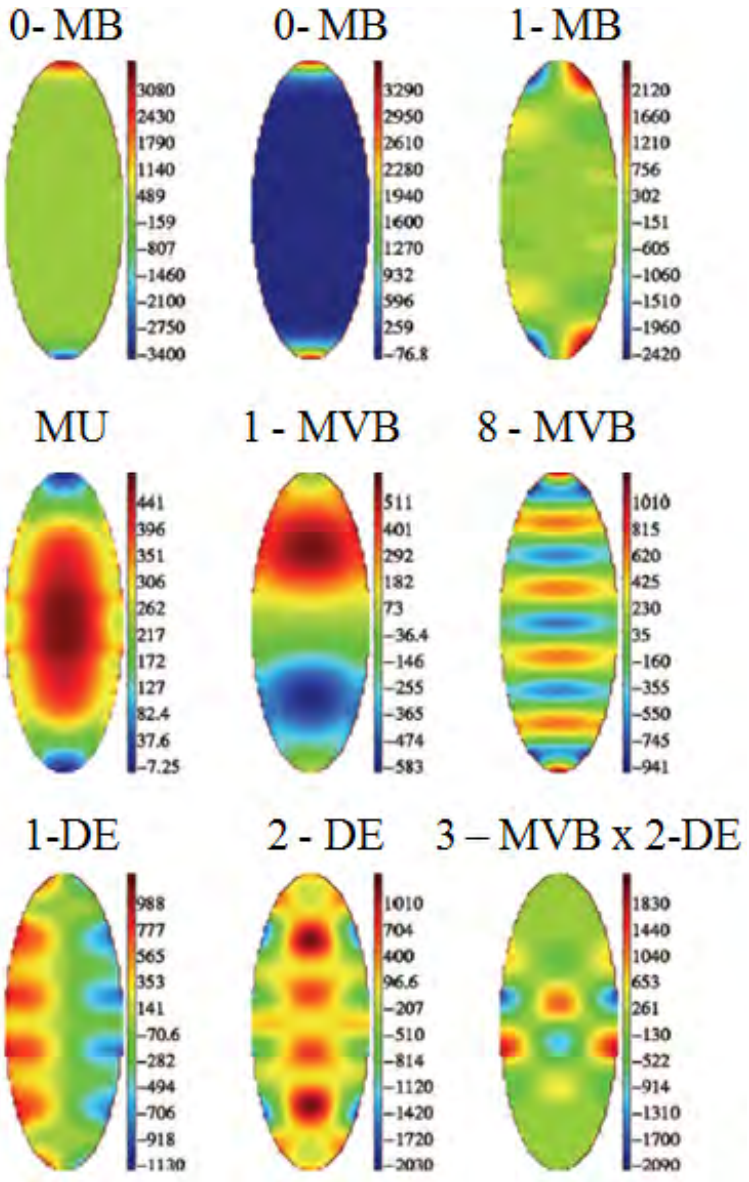


Figura 3.14: Componente m_z da magnetização dos modos de spins calculados em elipses de excentricidade 2.5 obtidos na referencia [89].

3.4.3 Linhas confinadas

O interesse em aplicações no campo de gravação magnética atrai muitos pesquisadores a estudar estruturas magnéticas padronizadas com confinamento lateral como fios e linhas. A redução das dimensões traz consigo os fenômenos do confinamento que afetam as propriedades dinâmicas dos sistemas em grande escala [51].

Vamos considerar uma estrutura ferromagnética unidimensional longa com o comprimento L muito maior do que a sua largura w (L » w), magnetizada uniformemente no plano ao longo do seu comprimento, como pode é representado na Figura 3.15.

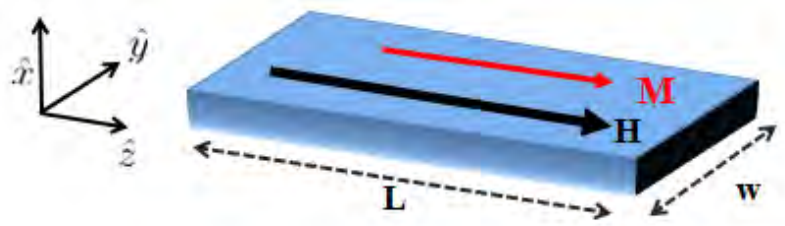


Figura 3.15: Figura ilustrativa de uma linha confinada magnetizada longitudinalmente

Quando aplicamos um campo magnético ao longo do comprimento da estrutura, o campo interno gerado pela amostra pode ser considerado homogêneo ao longo do comprimento e igual ao campo magnético aplicado. Neste caso, os vetores de onda dos modos de ondas de spins são direcionados ao longo da largura da estrutura e são perpendiculares ao campo externo aplicado, no qual criam condições de quantizações de ondas de spins do tipo Damon-Eshbach (DE). A quantização é causada pelo contorno físico da amostra, isto é, o confinamento espacial dos modos excitados acontece devido a largura finita da amostra [56].

O efeito da quantização lateral de ondas de spins dentro de uma amostra magnética foi descoberto usando a técnica de BLS e foi descrito em detalhes nas referências [52], [55].

Se o campo magnético externo é aplicado ao longo da largura da estrutura ferromagnética (ver Figura 3.16) a propagação de ondas de spins neste caso são afetadas devido ao campo magnético interno não homogêneo.

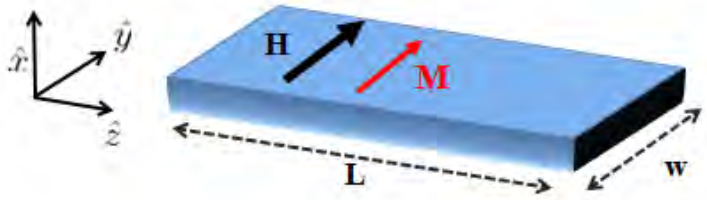


Figura 3.16: Figura ilustrativa de uma linha confinada magnetizada transversalmente

Uma parte da magnetização tende a se alinhar na direção do campo aplicado e próximo às bordas a magnetização tende a rotacionar na direção paralela a borda na ordem de minimizar a energia dipolar. Sendo assim, na região central da estrutura, na qual a magnetização está saturada, o campo interno gerado pela amostra é muito mais intenso e nas regiões não saturadas perto das bordas tem seu valor reduzido quase a zero.

Na Figura 3.17 podemos ver como o perfil do campo magnético interno e a reorientação do campo magnético estático dentro de uma linha de 30 nm de espessura de Permalloy com largura de 2μm no campo magnético aplicado.

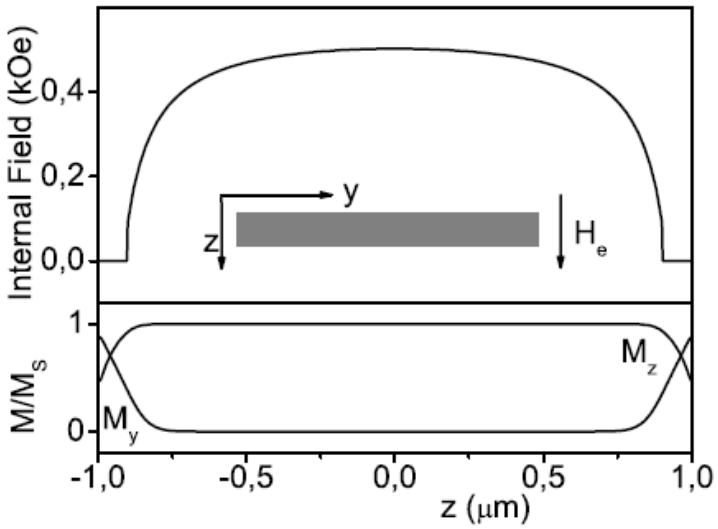


Figura 3.17: Distribuição do campo magnético interno ao longo da largura de uma linha com 2μm de largura e 30 nm de espessura de permaloy retirada da página 69 referência [67]

Observa-se que na região central da linha a magnetização é paralela ao campo externo aplicado e o campo interno gerado é quase uniforme. Nas extremidades da linha, onde a direção da

magnetização rotaciona observamos campo interno gerado diminui.

Esta forte não homogeneidade do campo interno estático qualitativamente muda o perfil espacial dos modos de onda de spins em frequências menores e cria os chamados "poços de ondas de spins"('Spin-wave wells") perto das bordas da amostra, onde os modos normais das ondas de spins ficam localizados [51], [50].

Uma descrição analítica quantitativa dos modos observados em nanolinhas com uma expressão aproximada para frequências de ondas de spin em filme magnético com espessura finita d escrita de forma análoga a equação que descreve o espectro de onda de spin na teoria dipolo-troca encontrado na equação 45 na referência [47] dada por,

$$\mathrm{f} = \frac{\gamma}{2\pi}\left[\left(\mathrm{H} + \frac{2\mathrm{A}}{\mathrm{M_s}}\mathrm{k}^2\right)\left(\mathrm{H} + \frac{2\mathrm{A}}{\mathrm{M_s}}\mathrm{k}^2 + 4\pi\mathrm{M_s}\cdot\mathrm{F_{pp}}(\mathrm{k_\parallel d})\right)\right]^{\frac{1}{2}}, \tag{3.6}$$

onde H é o campo magnético aplicado, $\mathrm{M_s}$ é a magnetização de saturação e γ é a razão giromagnética. $\mathrm{F_{pp}}(\mathrm{k_\parallel d})$ é o elemento matriz da interação dipolar magnética. O vetor de onda k consiste de uma parte no plano e outra perpendicular quantizada pela espessura finita do filme sendo definida por,

$$k^2 = k_y^2 + q_z^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right) = k_\parallel^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 \tag{3.7}$$

onde p = 1, 2, 3,... é a número de quantização das ondas então chamadas ondas estacionarias perpendiculares (OSP).

Se o filme é magnetizado no plano $\mathrm{k_\parallel} \perp \mathrm{M_s}$, os modos de ondas de spin descritos pela equação 3.6 podem ser divididos entre modos de superfície com a interação dipolar magnética dominante ($\mathrm{p} = 0$), que são muito semelhantes aos resultados obtidos a partir de fórmula de Damon-Eshbach [43].

$$\mathrm{f_n} = \frac{\gamma}{2\pi}\left\{\mathrm{H}(\mathrm{H} + 4\pi\mathrm{M_s} + (2\pi\mathrm{M_s})^2 + (1 - \mathrm{e}^{(-2\mathrm{k_{\parallel,n}d})})\right\}^{\frac{1}{2}}, \tag{3.8}$$

e modos de ondas estacionárias perpendiculares (OEP), (ou de espessura), considerando a interação de troca ($p > 0$) que podem ser calculados aproximadamente pela equação,

$$f_n = \frac{\gamma}{2\pi}\left(\left[H + \frac{2A}{M_s}k_{\parallel}^2 + \frac{2A}{M_s}\left(\frac{p\pi}{d}\right)^2\right] \times \left\{H + \left[\frac{2A}{M_s} + H\left(\frac{4\pi M_s/H}{p\pi/d}\right)^2\right]k_{\parallel}^2 + \frac{2A}{M_s}\left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 + 4\pi M_s\right\}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{3.9}$$

que é obtida a partir da equação 3.6 no limite usando as expressões para os elementos da matriz de dipolo magnético $F_{pp}(q_{\parallel}d)$ calculado na referência [47]. Inserindo na eq. 3.9, para p > 0 e n = 0, obtemos as frequências do modo OSP.

A dependência em campo das frequências dos modos quantizados de DE (para n = 0, 1 e 2) e do modo OSP (para p =1 e n=0), é apresentada na Figura 3.18 assumindo os valores da $M_s = 860\,\mathrm{emu/cm^3}$, $\gamma = 17.6\,\mathrm{MHz/Oe}$, largura w = 1$\mu$m e $50\,nm$ de espessura. É possível observar no espectro que com o aumento do campo aplicado as frequências dos modos quantizados aumentam.

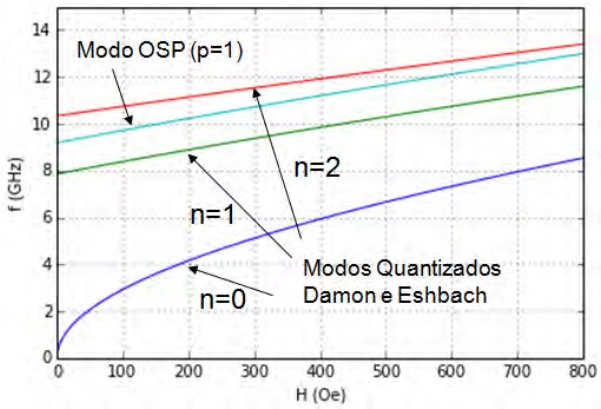


Figura 3.18: Modos quantizados de Damon-Eshbach e o primeiro modo da onda estacionária perpendicular calculado numericamente para uma linha comprida com 1μm de largura e $50\,nm$ de espessura.

Considerando agora um linha magnética magnetizada no plano ao longo direção y, como mostrado na Fig.3.16, o efeito do campo desmagnetizante devido a largura finita da linha é muito grande, e o campo magnético interno H_i é fortemente heterogêneo e difere do campo externo H_{ext} e pode ser dado por [79],[80],

$$H_i(y) = H_{ext} - N_{yy} \cdot 4\pi M_s, \tag{3.10}$$

onde $N_{yy}(y)$ é fator desmagnetizante. O valor médio de $\mathrm{H_i(y)}$ é obtido integrando a eq.3.10 ao longo do eixos x e z sobre a secção transversal da linha. Para $H_i > 0$ a magnetização é paralela a $\mathrm{H_{ext}}$. Perto das bordas, no entanto, regiões com $\mathrm{H_i} = 0$ a magnetização rotaciona. As regiões com campo interno zero refletem as ondas que se propagam a partir do meio da linha para estas regiões. Esta não homogeneidade de campo cria um poço de potencial para propagação das ondas de spins. Similar ao poço potencial na mecânica quântica, as condições que determinam as frequências dos possíveis estados de ondas de spins no poço criado pela não homogeneidade do campo interno são determinados pela equação

$$\int q[H_i(z), \omega]dy = r\pi, \tag{3.11}$$

onde $\mathrm{r} = 1, 2, 3, ..$ e $q[H_i(y), \omega]$ é encontrado da dispersão de ondas de spins [51].

A descrição detalhada da abordagem analítica que descreve os espectros de onda de spins em linhas confinadas lateralmente e com campos internos não homogêneos podem ser encontrados nas referências [48], [49], [52].

4. Técnicas Experimentais

Neste capítulo são apresentadas as técnicas experimentais que foram utilizadas na fabricação e caracterização das amostras analisadas nesta tese e os detalhes da simulação micromagnética utilizada na interpretação dos resultados experimentais.

4.1 Técnicas de Preparação das Amostras

Nesta tese foram estudadas dois tipos de amostras magnéticas: filmes multicamadas contínuos e arranjos periódicos de nanoestruturas com geometria confinada.

Os filmes multicamadas contínuos foram produzidos sobre o substrato de Silício (Si) por método de deposição *magnetron sputtering*. Durante a deposição, com um campo magnético aplicado, foi induzido o efeito de *exchange bias* nestas multicamadas. A camada FM utilizada foi o *Permalloy*(Py) $(\mathrm{Ni_{81}Fe_{19}})$ e a camada AFM foi o Irídio Manganês $(\mathrm{Ir_{20}Mn_{80}})$.

Os arranjos periódicos foram produzidos por litografia de feixe de elétrons sobre substratos de silício $\mathrm{Si/SiO_2}$ e os filmes magnéticos foram depositado por *magnetron sputtering*. Foram confeccionados arranjos de nanolinhas, em que foram depositados tanto filmes simples de Py como também de multicamadas com Py/IrMn. Arranjos de nanopontos com geometria circular e elíptica em que ambos foram depositados filmes simples de Py.

A seguir é feita uma breve descrição dos processos envolvidos na preparação destas amostras.

4.1.1 Litografia por feixe de elétrons

A Litografia por feixe de elétrons (LFE) é uma etapa com alta resolução para a confecção de nanoestruturas. A LFE baseia-se na escrita direta por feixe de elétrons da estrutura desejada sobre uma camada de resiste.

Os passos utilizados na preparação do substrato para o processo de litografia por feixe de elétrons na produção de nanoestruturas são detalhados abaixo e podem ser visto, na figura 4.1.

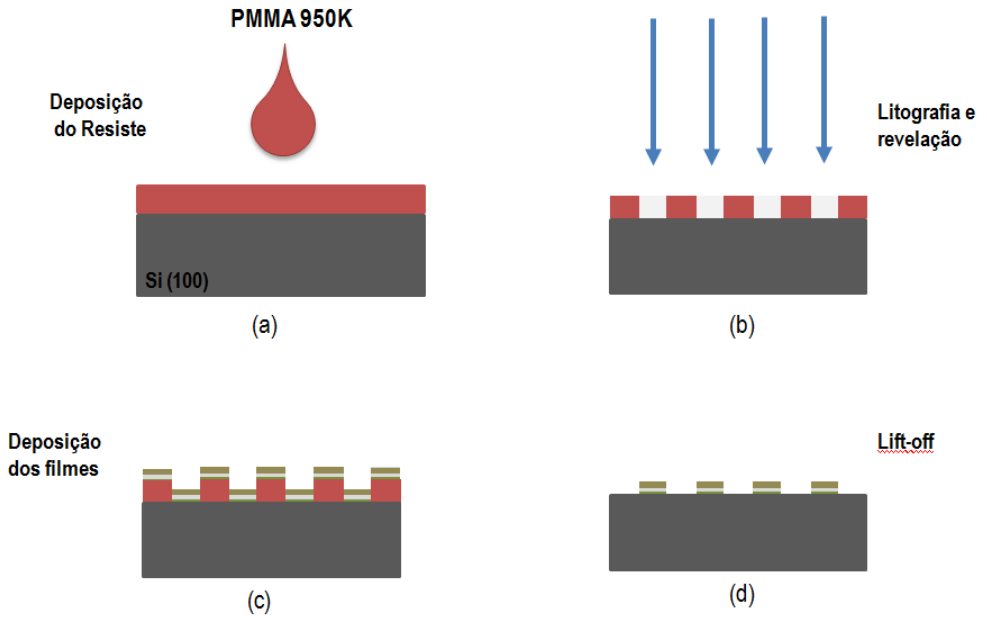


Figura 4.1: Processo de litografia por feixe de elétrons: revestimento da superfície da amostra com resiste(a); exposição do resiste ao feixe de elétrons e revelação do resiste (b); deposição do filme fino (c) e processo de *lift-off(d)*

(a) A primeira etapa corresponde ao revestimento da superfície do substrato com uma camada de um polímero sensível ao feixe de elétrons chamado de resiste. (b) A segunda etapa corresponde pela exposição do resiste ao feixe de elétrons que modifica suas características químicas, de tal forma que se pode posteriormente ser realizado uma remoção seletiva do material exposto criando assim o padrão desejado. A exposição do substrato ao feixe de elétrons é feita num microscópio eletrônico de varredura de alta resolução. (c) Após a revelação do resiste já exposto, os materiais selecionados podem ser depositados por evaporação ou por técnicas de *sputtering*. (d) Por último, é realizado o processo de *lift-off*, que consiste na imersão da amostra já depositada em uma solução reveladora apropriada para este tipo de resiste. Então, o material

depositado em cima do resiste é removido e apenas o material depositado diretamente sobre o substrato permanece.

Existe limitações na utilização do processo de escrita em LFE. Em fabricação de áreas grandes de nanoestruturas o processo pode ser demorado, tornando assim a fabricação de áreas maiores a $10\,\mathrm{mm}^2$ extremamente difícil [34]. Nestes casos é mais conveniente utilizar outra técnica como, por exemplo, a de litografia óptica se não for necessário muita resolução.

Resiste positivo - PMMA

O feixe de elétrons ao interagir com o resiste altera a sua solubilidade, permitindo a remoção das regiões expostas mergulhando-o em uma solução de revelação. O resiste é um polímero que pode ser do tipo positivo ou negativo. Quando usamos um resiste positivo as áreas expostas são removidas quando introduzidas em uma solução de revelação e quando usamos um resiste negativo a área exposta permanece na superfície(ver Figura 4.4).

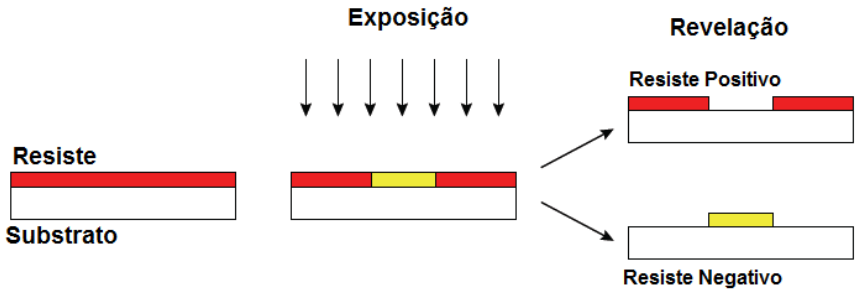


Figura 4.2: Exposição do resiste por feixe de elétrons. No caso de resiste positivo, as áreas expostas são removidas facilmente na revelação. Para o caso de resiste negativo torna-se mais difícil a remoção das áreas expostas e permanecem a superfície após a revelação.

Na fabricação dos dispositivos magnônicos estudados nesta tese foi usado o poli(metil-metacrilato) (PMMA) que é um resiste positivo muito utilizado na LFE de alta resolução. O PMMA é um polímero sintético transparente e apresenta uma excelente adesão aos substratos de silício e vidro. A espessura do PMMA está associado a sua concentração, a velocidade de rotação durante a sua aplicação e o tamanho da amostra. Por exemplo, para uma bolacha de Si, o resiste PMMA com peso molecular 950K e dissolvido 4,5% no anisol depositado à 4000 rpm produz uma espessura de aproximadamente 250 nm. A espessura total do resiste deve ser em

torno três vezes o valor da espessura do filme que será depositado na estrutura.

Sala Limpa

Para garantir a qualidade das amostras, é extremamente necessário reduzir a possibilidade de haver partículas transportadas pelo ar que possam interferir no resultado final da produção. Para isso, as etapas precisam ser cuidadosamente realizadas num ambiente controlado (sala limpa).

As salas limpas são classificadas de acordo com o número e tamanho de partículas permitidas por volume de ar. A sala limpa para processamentos em Litografia do LABNANO/CBPF consiste numa sala classe 1000 com capelas classe 100 e equipada com centrífuga para deposição de resiste (*spin coater*), placa aquecedora, sistema para solda de contatos por ultrassom (*wire bonder*), uma alinhadora óptica entre outros equipamentos.

LabNano/CBPF - Sistema e-line

A estação de nanolitografia por feixe de elétrons do LABNANO/CBPF usado na preparação dos arranjos periódicos estudados na tese consiste em uma estação de trabalho de nanoengenharia e_LINE da RAITH Gmbh.

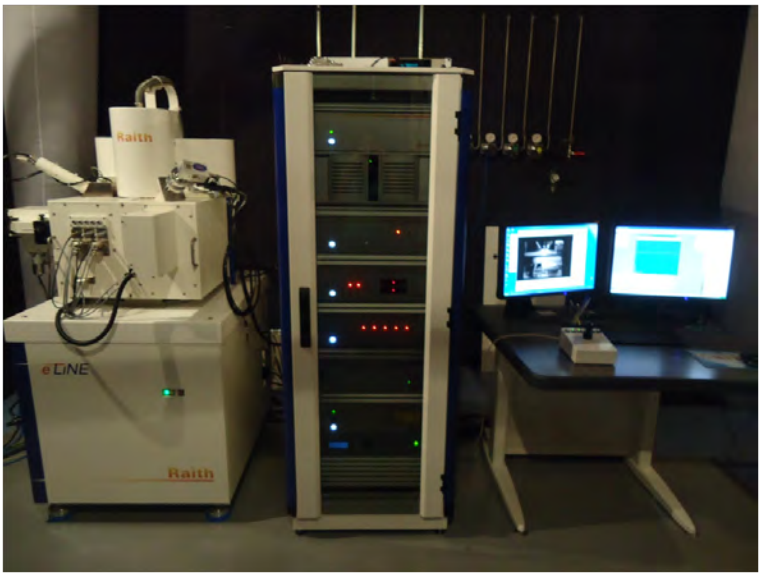


Figura 4.3: O sistema de nanolitografia por feixe de elétrons e_LINE da RAITH Gmbh do LABNANO/CBPF

Os detalhes dos procedimentos e a receita usada na preparação do substrato para as proces-

sos de nanolitografia que foram realizados para produzir arranjos periódicos de nanoestruturas com geometria confinada é descrito no Apendice **??**.

4.1.2 Deposição dos filmes - *Magnetron Sputtering*

Os filmes magnéticos das amostras estudadas foram depositados pela técnica de *magnetron sputtering*. Esta técnica consiste em ionizar um gás inerte entre dois eletrodos, gerando um plasma e os íons deste gás se aceleram e colidem com os átomos do alvo e pulverizam a superfície do substrato. Os átomos ou aglomerados de átomos arrancados são depositados sobre um substrato para crescer o filme [81].

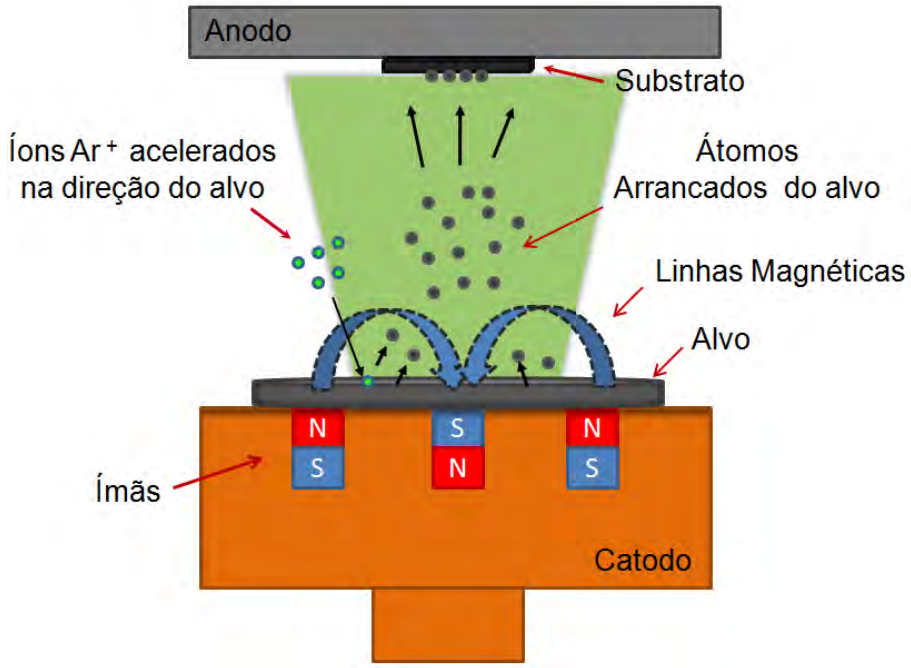


Figura 4.4: Esquema ilustrativo do sistema de deposição magnetron sputtering.

O sistema de deposição do LABNANO/CBPF utilizado nos depósitos dos arranjos periódicos é um sistema de *sputtering* AJA com capacidade de até seis canhões e uma evaporadora por feixe de elétrons integrada ao sistema.

Figura 4.5: Fotografia do sistema de deposição do LABNANO/CBPF - *magnetron sputtering*

Calibração de taxas de deposição

A calibração da taxa de deposição para cada alvo foi feita utilizando a técnica de reflectometria de Raios-X (RRX) (2°-10°). A RRX é uma técnica auxiliar ao *sputtering* para a caracterização estrutural dos filmes depositados e permite além da calibração da taxa de deposição também fazer análises de cristalografia dos filmes (difração a alto ângulo), espessuras e rugosidade dos filmes (difração a baixo ângulo). A calibração das taxas de depósito de cada alvo foi feita sobre as mesmas condições de pressão de base, pressão de Ar e potência DC ou RF, que foram utilizadas na preparação dos filmes. O CBPF dispõe, no laboratório de cristalografia e difração de raios-x, dois sistemas Gerador/Difratômetro X Pert PRO (Philips, Panalytical) e uma série de instrumentos de bancada e acessórios típicos de laboratórios dedicados a cristalografia. Este difratômetro emite radiação Cu-Kα com comprimento de onda de 1,54056 $\mathring{\mathrm{A}}$.

Foram depositados filmes finos dos alvos sobre o substrato de Si e a partir dos espectros de DRX destes filmes foram localizados os picos de difração de Bragg e construído um gráfico do vetor espalhamento *q* vs. o índice *n* que indica o número de pico achado, onde o módulo deste vetor espalhamento é calculado pela expressão

$$q = \frac{4\pi \sin\theta}{\lambda}, \tag{4.1}$$

onde θ é o ângulo de cada pico de Bragg e λ é o comprimento de onda dos raios-X emitidos

pelo tubo do difratômetro. Foi executado um ajuste linear $(q = an + b)$ dos valores achados e a partir do coeficiente angular a da reta, calculamos a espessura δ dos filmes:

$$\delta = \frac{2\pi}{a}. \tag{4.2}$$

Assim, usando a seguinte equação calculamos a taxa de deposição τ dos alvos:

$$\tau = \frac{\delta}{t}, \tag{4.3}$$

onde t é o tempo de deposição do alvo no substrato.

O espectro de raios-X a baixos ângulos do filme fino de Py depositado sobre Si(100) é apresentados na Figura 4.6, juntamente com os gráficos do vetor espalhamento q vs. seu índice n e o ajuste linear $(q = an + b)$ de cada valor medido.

O tipo de fonte do canhão e a potência escolhida para a deposição de cada alvo na deposição dos filmes utilizado neste trabalho são apresentados na Tabela 4.1.

Tabela 4.1: Tipo de fonte do canhão e potência escolhida para a deposição de cada alvo

Alvo	Fonte de Alimentação	Potência ou Corrente
Ti	DC	150 mA
Ta	DC	150 mA
$Ni_{81}Fe_{19}$	RF	65 W (R : 0 W)
$Ir_{20}Mn_{80}$	DC	300 mA

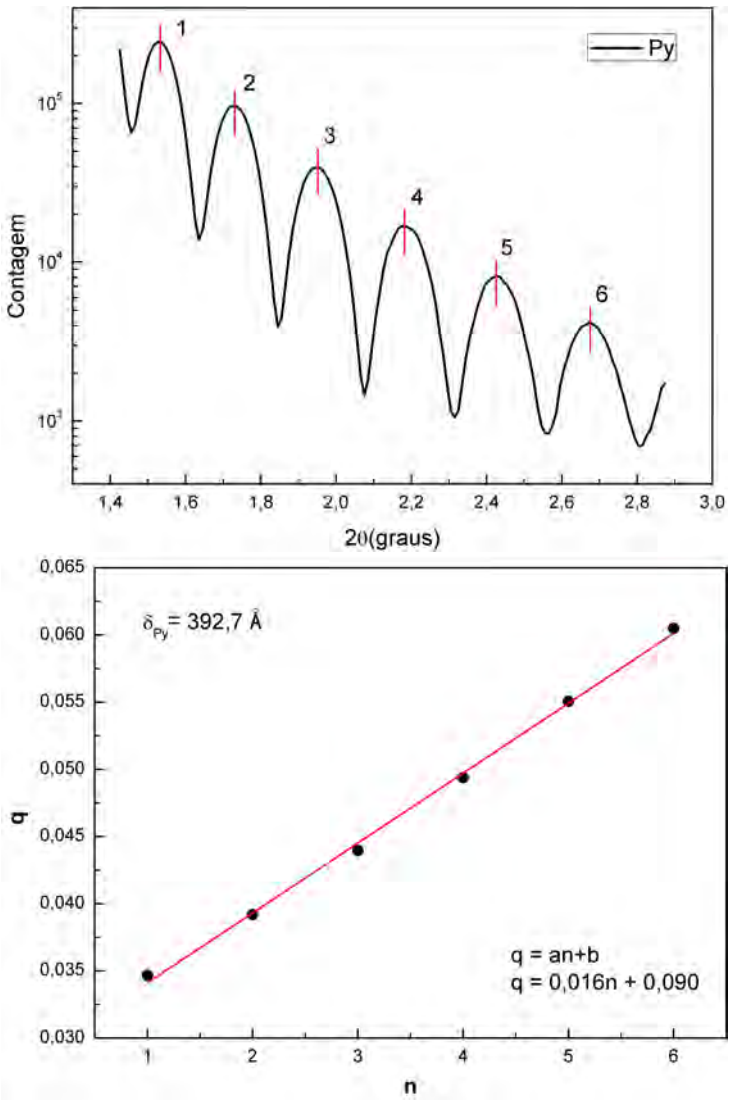


Figura 4.6: A esquerda: espectros de raios-X a baixos ângulos do filme de Py . A direita: os gráficos do vetor espalhamento q vs. n e o ajuste linear $(q = an + b)$ de cada valor medido. Os pontos pretos indicam os índices n e a reta vermelha o ajuste linear.

4.2 Técnicas de Caracterização das Amostras

4.2.1 Microscopia Eletrônica de Varredura (MEV)

Microscopia eletrônica de varredura (MEV) foi usada como técnica de inspeção das amostras produzidas para verificar as dimensões dos elementos produzidos e os possíveis defeitos nas bordas que possam influenciar nas medidas.

O princípio de funcionamento de um MEV consiste em utilizar um feixe de elétrons para explorar a superfície da amostra. O feixe interagindo com a amostra produz elétrons e fótons que são coletados por detectores e convertidos em imagem. O feixe é acelerado pela alta tensão criada entre o filamento e o ânodo, em seguida, é focalizado sobre a amostra por lentes condensadoras.

As imagens de MEV das amostras foram feitas no sistema de Litografia por Feixe de Elétrons RAITH elINE do LabNano/CBPF

4.2.2 Microscopia de Força Magnética (MFM)

Um estudo qualitativo do contraste magnético com o indicativo da presença de diferentes configurações da magnetização como vórtices magnéticos simples ou duplo foi verificado nos arranjos de nanopontos circulares e elípticos através de medidas de microscopia de força magnética (MFM). A microcopia de força magnética (MFM) é uma ferramenta muito eficaz para caracterizar pequenos padrões magnéticos. A técnica é baseada na medida da deflexão de uma haste que tem uma ponta fina magnética montada na sua extremidade quando esta varre uma superfície (ver fig. 4.7). As deflexões são medidas por meio de um feixe de laser que é focalizado na haste e é refletido para um detector sensível, que consiste em detector de quatro quadrantes baseado em fotodiodos.

As medidas de AFM/MFM foram realizadas usando um microscópio de força magnéticamarca ND-MDT modelo NTREGRA com campo magnético paralelo ou perpendicular in situ. Estas imagens foram feitas usando uma ponta magnética revestida de Co/Cr e foram realizadas no Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear (CDTN) em colaboração com M. D.

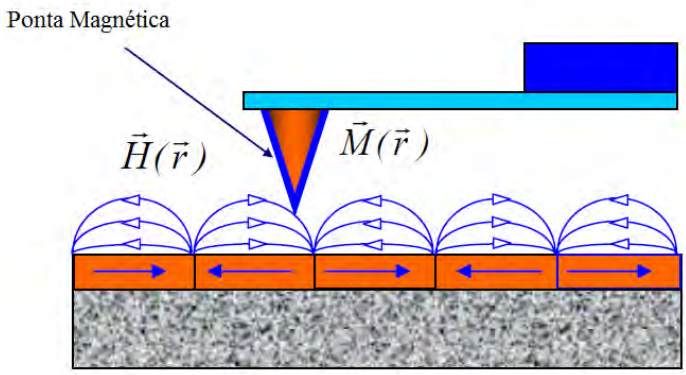


Figura 4.7: Esquema ilustrativo do equipamento de MFM

Martins do Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear (CDTN) e estudante de doutorado do CDTN Sofia de Oliveira Parreiras.

4.2.3 Magnetômetro de Gradiente de Campo Alternado (AGFM)

As curvas de magnetização estática $\mathrm{M} \times \mathrm{H}$ foram obtidas a temperatura ambiente usando um Magnetômetro de Gradiente de Campo Alternado (AGFM) implementado no Laboratório de Magnetismo Aplicado do CBPF [82].

No AGFM a amostra magnética é submetida a um gradiente de campo magnético que oscila com o tempo. Este gradiente de campo gera uma força sobre a amostra devido ao seu momento magnético. Esta força que oscila na mesma frequência que o gradiente de campo e é detectada por um piezo elétrico e transformada num voltagem alternada, de amplitude diretamente proporcional ao momento magnético da amostra.

Um esquema do magnetômetro AGFM montado no laboratório é mostrado na Figura 4.8. O magnetômetro é composto por bobinas de Helmholtz que permitem a aplicação de campos máximos de $\pm 600\,\mathrm{Oe}$ e com passos de 0.05 Oe. Um sistema de bobinas para produção de um gradiente de campo. O sistema eletromecânico é constituído por uma haste de quartzo ou vidro com um porta-amostras em uma das extremidades e um sensor piezoelétrico planar em outra. Para alimentar as bobinas de campo magnético, foi utilizada uma fonte de corrente da marca KEPCO modelo BOP 20-20M. A alimentação das bobinas de gradiente e a medida do sinal produzido pelo sistema eletromecânico é feita por um Amplificador Lock-in digital modelo

SR830 da empresa Stanford Research Systems.

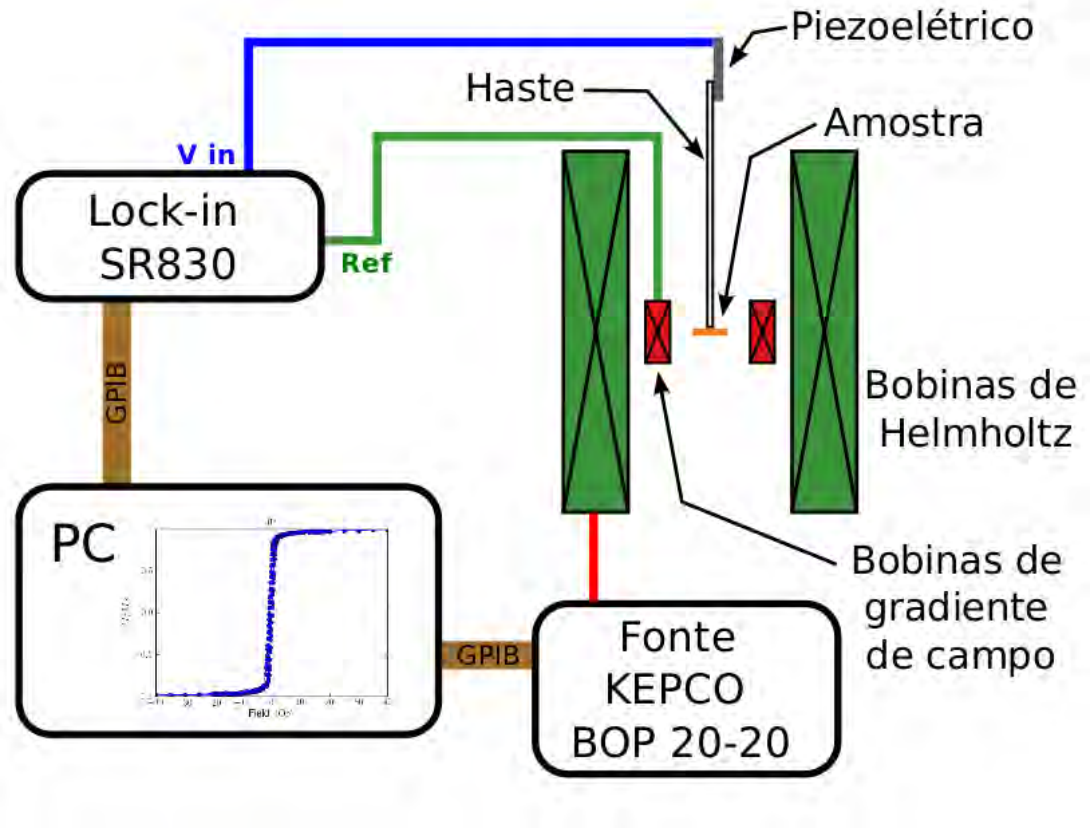


Figura 4.8: Esquema ilustrativo do equipamento de AGFM

4.3 Ressonância ferromagnética de banda Larga (VNA-FMR)

As medidas da resposta dinâmica da magnetização em altas frequências foram realizadas utilizando um sistema de ressonância ferromagnética de banda larga usando um analisador vetorial de rede (VNA-FMR).

Montagem Experimental

A montagem experimental do sistema VNA-FMR implementado no laboratório, é ilustrado na Figura 4.9. O sistema é composto por um eletroímã, alimentado por uma fonte KEPCO 20 - 20, capaz de fornecer campos máximos de $\pm 800\,\mathrm{Oe}$, com uma resolução de campo de $0,1\,\mathrm{Oe}$. A amostra é colocada em cima da guia de onda coplanar (ver figura 4.11). A guia de onda coplanar é conectada ao analisador vetorial de rede Rhodes&Shwarz ZVA24 de duas portas mediante contato com *microprobes*. O analisador trabalha numa faixa de frequência de $10\,\mathrm{MHz}$ a $24\,\mathrm{GHz}$, uma largura de linha de medida de até $1\,\mathrm{Hz}$, uma alta sensibilidade de até $-85\,\mathrm{dB}$, potência de saída de -40 a $18\,\mathrm{dBm}$ e é possível fazer medidas de harmônicos. O sistema todo é controlado por um computador fazendo uso das interfaces GBIP dos instrumentos e mediante um software desenvolvido no laboratório usando a linguagem de programação Python.

Analisador Vetorial de Rede

O analisador vetorial de rede (*Vector Network Analizer* - VNA) é um instrumento utilizado para medir os parâmetros elétrico de componentes, dispositivos e circuitos, em uma ampla faixa de frequências. O VNA possui uma fonte de radiofrequência e múltiplos detectores sintonizados na frequência da fonte.

Seu funcionamento é baseado em gerar um sinal senoidal com uma frequência f que é aplicado no dispositivo sob teste (DUT) e medir a resposta deste estímulo no DUT. O VNA mede a amplitude e a fase das quantidades de onda incidente, refletida e transmitida no DUT e usa estes valores para calcular as partes real e imaginaria dos parâmetros de dispersão S que caracterizam o componente.

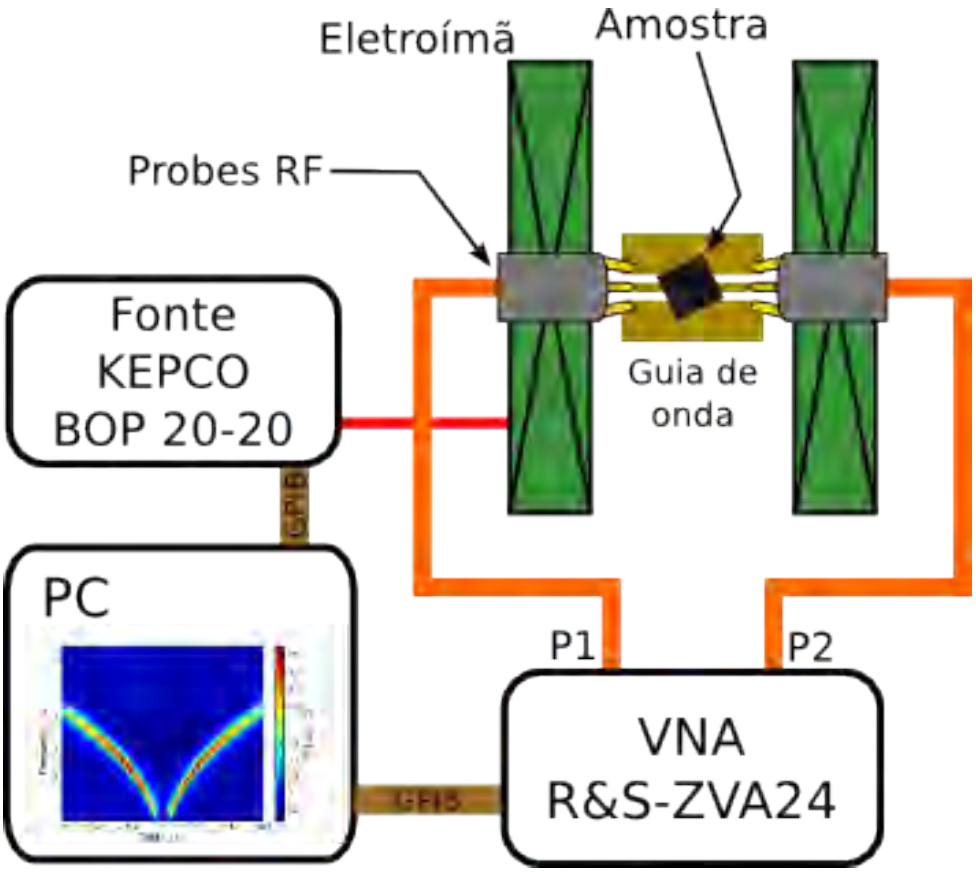


Figura 4.9: Desenho esquemático do sistema de medida VNA-FMR.

- Parâmetros de dispersão S

Os parâmetros de dispersão S são as quantidades de medida básica de um analisador de rede e são definidos como as relações entre as ondas incidentes $\mathrm{a_n}$ e refletidas $\mathrm{b_n}$ sobre um dispositivo em teste (DUT). Os parâmetros S são expressos em $\mathrm{S_{ij}}$ onde i e j denotam o número da porta de saída e de entrada do (DUT), respectivamente. O número de parâmetros S para um determinado dispositivo é igual ao quadrado do número de portas.

Considerando o nosso sistema de duas portas, temos quatro parâmetros S, como apresentado no seguinte diagrama de fluxo (ver Fig. 4.10),

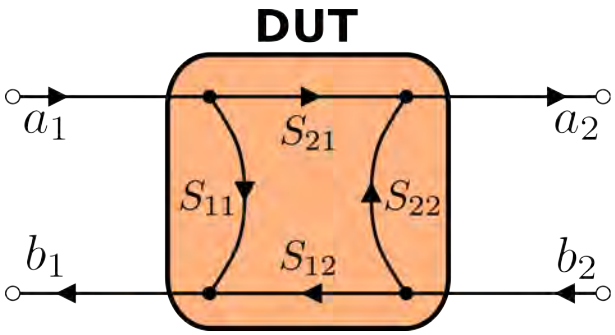


Figura 4.10: Quantidades de medida básica de um analisador de rede - parâmetros S

onde $\mathrm{S_{11}}$ e $\mathrm{S_{22}}$ que são coeficientes de reflexão em cada porta, e $\mathrm{S_{21}}$ e $\mathrm{S_{12}}$ que são os coeficientes de transmissão de uma porta para a outra. Os parâmetros S podem ser agrupados dentro de uma matriz de dispersão $[\mathrm{S}]$ como:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \tag{4.4}$$

$$[b] = [S][a]$$

e cada elemento da matriz $[S]$ pode ser obtido pelas seguintes relações:

$$\begin{aligned} S_{11} &= \left.\frac{b_1}{a_1}\right|_{a_2=0} & S_{12} &= \left.\frac{b_1}{a_2}\right|_{a_1=0} \\ S_{21} &= \left.\frac{b_2}{a_1}\right|_{a_2=0} & S_{22} &= \left.\frac{b_2}{a_2}\right|_{a_1=0} \end{aligned} \tag{4.5}$$

Guia de Onda Coplanar

Para as medidas desta tese foi usada a guia de onda coplanar com duas portas fabricada pela Cascade Microtech para padrão de referência (ver figura 4.12). As amostras foram posicionadas em cima da guia e o campo h_{rf} gerado pela guia de onda coplanar excita os momentos magnéticos localizados na área onde o torque $h_{rf} \times M_0 \neq 0$ (M_0 é a magnetização estática). Para investigar os diferentes modos de excitação nos dispositivos magnônicos estudados nesta tese, determinadas amostras foram medidas com o equipamento montado em duas configurações diferentes: com campo h_{rf} aplicado perpendicular ao H_{ext} ($h_{rf} \perp H_{ext}$) e também com o campo h_{rf} aplicado paralelo ao H_{ext} ($h_{rf} \parallel H_{ext}$).

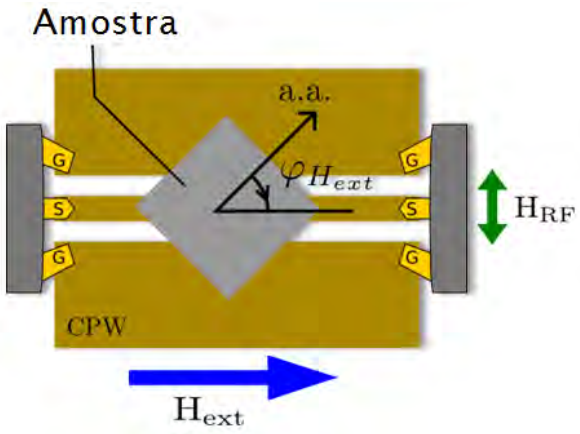


Figura 4.11: Desenho esquemático da guia de onda coplanar (CPW).

Procedimento de medida

- Calibração TOSM

Antes de realizar as medidas, é realizado uma calibração de correção dos erros do VNA do tipo TOSM (Thru, Open, Short, Match), usando um substrato de padrões de impedância (Impedance standard substrate) modelo Rhodes&Shwarz ZVA 24. Esta calibração corrige, no próprio software do VNA, os erros do sistema até o plano de referência no contato das *microprobes* na guia de onda.

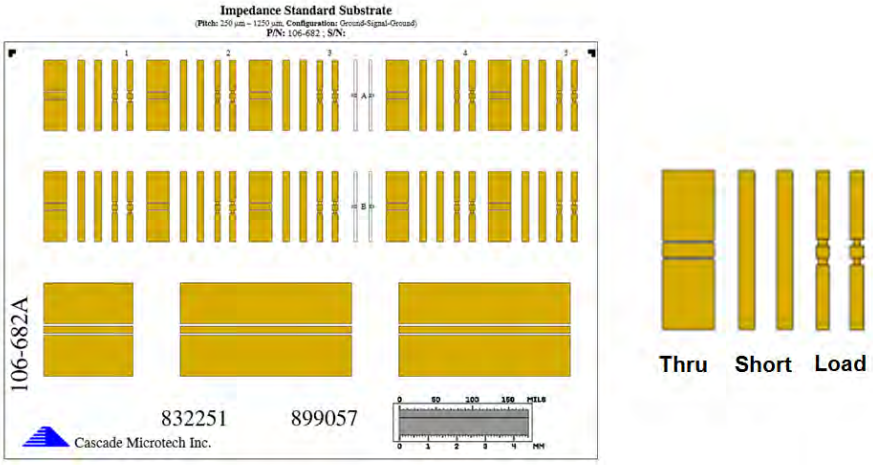


Figura 4.12: Guia de onda coplanar com duas portas fabricada pela Cascade Microtech

- Medida de Referência $[\mathrm{S}]^{\mathrm{ref}}$

A amostra é posicionada em cima da guia de onda coplanar com a parte do filme fazendo contato com a guia. Uma medida de referência $[\mathrm{S}]^{\mathrm{ref}}$ é feita com campo externo $\mathbf{H}$ aplicado na direção do campo rf gerado pela guia de onda. O valor do campo $\mathbf{H}$ tem que ser suficiente para saturar a magnetização da amostra na direção do campo rf, impedindo que seus momentos magnéticos precessionem e gerem uma resposta magnética. Esta medida de referência corresponde à resposta não magnética do sistema.

- Medida dos $[\mathrm{S}]^{\mathrm{Med}}$ **em função do Campo** H

Em seguida, sem mudar a posição da amostra, são feitas medidas dos parâmetros $[\mathrm{S}]$ variando o campo externo numa faixa de frequência previamente selecionada. É também necessário determinar os passos de frequência da medida, a potência do sinal de radio frequência e a largura de banda da potência. Assim, cada medida com o VNA-FMR temos: um conjunto de valores reais e imaginários dos quatro parâmetros da matriz S da medida de referência da amostra $[\mathrm{S}]^{\mathrm{ref}}$ para cada ponto de frequência na faixa de frequência da medida; e um conjunto de valores reais e imaginários dos quatro parâmetros da matriz S da medida da amostra com campo externo, para cada ponto de frequência na faixa de frequências da medida e para cada campo externo aplicado $[\mathrm{S}]^{\mathrm{Med}}$.

Método de analise dos dados

Diferentes métodos tem sido usados para analisar o conjunto de dados das medidas realizadas com um VNA-FMR. O trabalho de Bilzer et al. [83] realiza uma comparação dos diferentes métodos de análise. Recentemente, adaptamos um novo tipo de análise que calcula uma magnitude proporcional à potência absorvida na amostra e este mesmo modo de analise foi publicado na referência [84].

Potência absorvida

O método de análise dos dados obtidos do VNA-FMR utilizado nesta tese é o cálculo da potência absorvida pela amostra devido ao efeito da ressonância ferromagnética. A relação entre a potência incidente e absorvida no conjunto amostra-guia de onda pode ser calculada utilizando:

$$\frac{\mathrm{P}_{\mathrm{Absorvida}}}{\mathrm{P}_{\mathrm{Incidente}}} = 1 - |S_{21}|^2 - |S_{11}|^2 \tag{4.6}$$

A absorção na guia de onda é devido às perdas na guia de onda, às perdas no material dielétrico do substrato da amostra, e às perdas magnéticas nos filmes de estudo. Considerando que as perdas de origem magnética são devido aos processos de FMR dentro da amostra, é possível calcular as perdas não magnéticas inibindo estes processos de FMR, isto é realizado fixando a magnetização da amostra na mesma direção que o campo de rf que a excita, como no procedimento para calcular a medida de referência. A absorção devido às propriedades magnéticas é então proporcional à magnitude U_{Abs} calculada por

$$U_{\mathrm{Abs}} = (1 - |S_{21}^{\mathrm{Med}}|^2 - |S_{21}^{\mathrm{Med}}|^2) - (1 - |S_{21}^{\mathrm{Ref}}|^2 - |S_{21}^{\mathrm{Ref}}|^2) \tag{4.7}$$

como U_{Abs} e uma magnitude calculada em unidades arbitrarias, é conveniente que seja normalizada para a posterior comparação com a potência absorvida P calculada por modelos teóricos.

$$\frac{U_{\mathrm{Abs}}}{\mathrm{Max}[U_{\mathrm{Abs}}]} = \frac{\mathrm{P}}{\mathrm{P}_{\mathrm{Max}}} \tag{4.8}$$

Em resumo, com este método de análise, são obtidos valores de $\mathrm{P}/\mathrm{P}_{\mathrm{Max}}$ para cada campo H e frequência f medidos.

Mapa de cores

O conjunto de resultados obtido da medida de um filme de $100\,\mathrm{nm}$ de NiFe é apresentado na figura 4.13. O conjunto de valores $\mathrm{P}/\mathrm{P}_{\mathrm{Max}}$ vs. H vs. f é apresentado fazendo uso de um mapa de cores [Fig. 4.13 (a)] onde a escala de cores denota a intensidade de $\mathrm{P}/\mathrm{P}_{\mathrm{Max}}$. As cores azuis representam uma baixa ou nula absorção, enquanto as cores vermelhas indicam uma alta absorção. No mapa de cores apresentado pode ser observado claramente dois ramos, que variam de posição em campo e frequência onde a absorção é máxima e ocorre a ressonância ferromagnética.

Realizando cortes em seções transversais numa frequência fixa, é possível observar a amplitude os picos de ressonância em função do campo externo [Fig. 4.13 (a). A posição dos picos em função do campo varia de acordo com a frequência de medida. Também é possível realizar cortes em seções transversais para um campo fixo [Fig. 4.13 (d) e (e)]. Nestes gráficos também são observados picos de ressonância, onde a amplitude máxima do pico acontece numa certa frequência de ressonância f_{R}. Ao calcular f_{R} para cada campo medido é obtida a relação de dispersão (f_{R} vs. H).

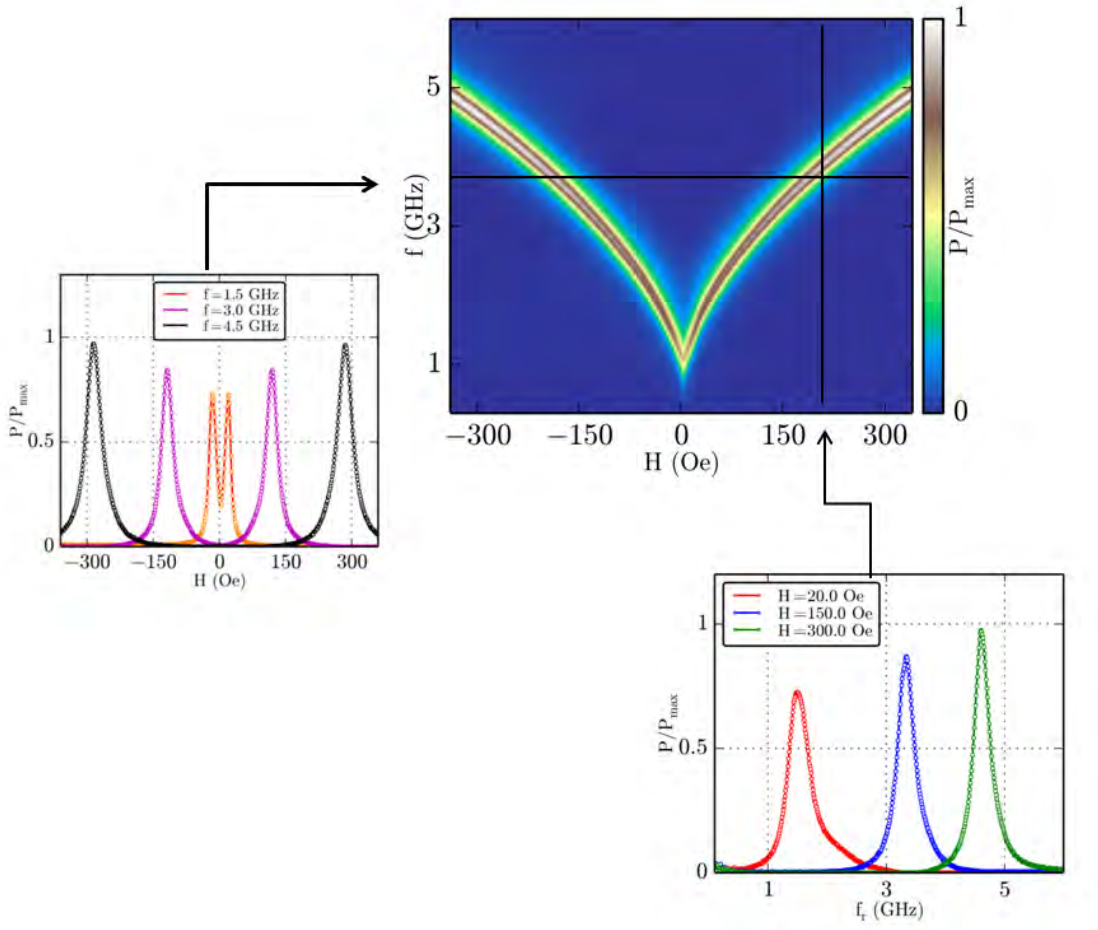


Figura 4.13: Medidas de ressonância para uma amostra composta por Ta(5 nm)/NiFe(100 nm)/Ta(5nm). (a) Mapa de cores representado o espectro de ressonância de banda larga. (b) Perfies de absorção nas frequências de 1.5 GHz 3.0 GHz e 4.5 GHz. (c) Perfies de absorção nos campos de 20 Oe, 150 Oe e 300 Oe

5. Simulação Micromagnética

A simulação micromagnética é uma ferramenta importante para pesquisa da dinâmica da magnetização. Nesta tese ela foi usada como complemento na interpretação dos resultados experimentais. Além de reproduzir os resultados medidos no laboratório, investigamos em detalhes a dinâmica dos modos excitados em cada campo e frequência medido experimentalmente.

A plataforma de simulação micromagnética usado foi o MuMax3 [85] e os softwares especifico para analise dos dados simulados foram desenvolvidos em colaboração com pós-doutorando Diego Ernesto González Chavez do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF).

A seguir apresentamos algumas informações sobre a plataforma MuMax3 e em seguida mostramos os algoritmos usados nas simulações. Adiante, mostramos como a potência absorvida é obtida dos resultados simulados e fazemos algumas considerações sobre as oscilações da magnetização dos microobjetos estudados. Por fim, discutimos os modos de oscilação obtidos a partir das simulações.

5.1 Plataforma de simulação micromagnética MuMax3

O MuMax é um programa de simulação micromagnética que funciona utilizando unidades de processamento gráfico (GPU). Foi desenvolvido no grupo Dynamat do Prof Van Waeyenberge, na Universidade de Ghent e o seu código é escrito e mantido por Arne Vansteenkiste [85].

O MuMax é um software de código aberto liberado sob licença GNU General Public License (GPLv3) e pode ser livremente usado. O código fonte do MuMax pode ser obtido via https://github.com/mumax/3/releases. O MuMax3 funciona em plataformas Linux, Windows e Mac, sendo necessário uma placa de vídeo GPU NVIDIA.

O método de resolução do MuMax é o método das diferenças finitas (DF) em que o volume do sistema magnético é discretizado em células cuboides. A magnetização é considerada uniforme dentro de cada célula e sua evolução no tempo é dada pela equação de Landau-Lifshitz,

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r},t)}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2}\mathbf{M}(\mathbf{r},t)\times H_{\mathrm{ef}}(\mathbf{r},t) - \frac{\alpha\gamma}{M_s(1+\alpha^2)}\mathbf{M}(\mathbf{r},t)\times(\mathbf{M}(\mathbf{r},t)\times H_{\mathrm{ef}}(\mathbf{r},t)) \quad (5.1)$$

onde $\mathrm{M_s}$ é magnetização de saturação, γ é a razão giromagnética e α é o parâmetro de damping. O campo efetivo $\mathrm{H_{ef}}$ tem contribuições que dependem da magnetização, do campo aplicado externamente e dos parâmetros do material da amostra considerada. As soluções desta equação são obtidas por método de integração e os detalhes podem ser encontrados a referência [85].

O número das células de DF depende do tamanho da nanoestrutura. É necessário garantir que o tamanho das arestas da célula manteve-se abaixo do comprimento de troca $\mathrm{l_{ex}}$ do material. Para o caso de *P*ermalloy, em que podemos desconsiderar a anisotropia magnetocristalina, o comprimento de troca é dado por [86],

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}} = \sqrt{\frac{2\times 1,3\cdot 10^{-11}}{4\pi\cdot 10^{-7}\times(800\cdot 10^3)^2}} \approx 5.7\,nm \quad (5.2)$$

considerando a permeabilidade magnética no vácuo $\mu_0 = 4\pi\cdot 10^{-7}\,\mathrm{N/A^2}$, a magnetização de saturação $\mathrm{M_s} = 800\cdot 10^3\,\mathrm{A/m}$, a constante de rigidez de troca $\mathrm{A} = 1,3\cdot 10^{-11}\,\mathrm{J/m}$.

5.2 Algoritmo de simulação

A simulação micromagnética foi utilizada para reproduzir os resultados experimentais e obter detalhes sobre a dinâmica dos modos excitados em cada campo e frequência medido experimentalmente. Em síntese, obtemos a evolução temporal da magnetização do sistema magnético excitado por um campo oscilante a uma dada frequência.

Segundo o algoritmo usado, primeiro alcança-se a posição de equilíbrio do sistema para cada valor de campo estático $\mathrm{H_{dc}}$, mediante a relaxação para o estado mínimo da energia do sistema (comando relax () do MuMax).

Para que a simulação seja semelhante ao experimento dinâmico realizado no laboratório o sistema magnético é excitado por um campo magnético oscilante em frequência da ordem de GHz.

O interesse é analisar a resposta da magnetização ao campo oscilante. Uma vez que o sistema parte do equilíbrio estático esperamos o sistema alcançar o seu equilíbrio dinâmico e assim obtemos uma serie temporal da evolução da magnetização. O campo de rádio frequência usado na excitação tenta fazer com que o equilíbrio dinâmico seja alcançado rapidamente, por isso tem uma dependência temporal definida como:

$$\mathrm{h^{rf}(t) = h_{rf}[1 - e^{-2\pi f(t-t_0)}] \times [2e^{-((t-t_0)f-1)^2}] \times \sin[2\pi f(t - t_0])\,. \tag{5.3}}$$

onde $\mathrm{t_0}$ é o tempo que começa a simulação e $\mathrm{h_{rf}} = 0.5\,\mathrm{Oe}$ é a amplitude do campo $\mathrm{h^{rf}(t)}$ usada nas simulações. O primeiro termo corresponde ao crescimento exponencial da amplitude e evita um pico com amplitude inicial, No segundo termo temos uma função gaussiana, que faz com que a amplitude da onda seja maior nas primeiras oscilações. Por último temos o termo da oscilação harmônica, sendo o único termo que permanece após algum tempo. A onda de campo $\mathrm{h^{rf}(t)}$ é apresentada na Figura 5.1, para uma frequência de $6.0\,\mathrm{GHz}$.

A resposta da magnetização ao campo $\mathrm{h^{rf}(t)}$ evolui com o tempo, desde a posição de equilíbrio estático até uma oscilação harmônica da mesma frequência de excitação com amplitude e fase bem definidas. Isto pode ser observado na Figura 5.2 onde são apresentadas.

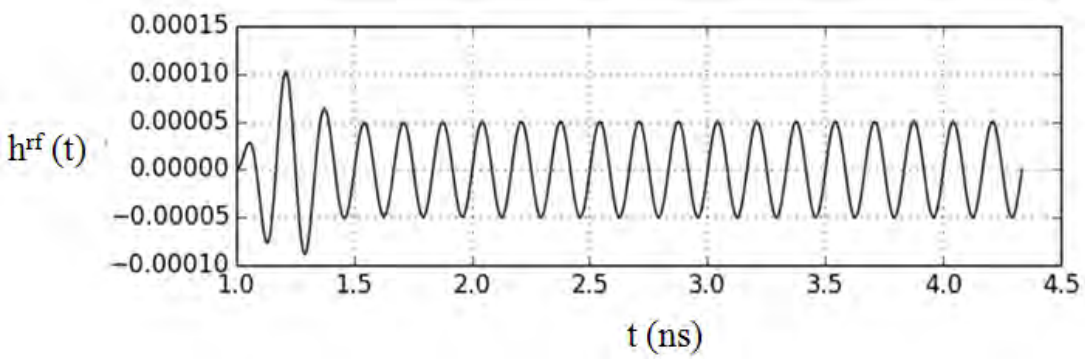


Figura 5.1: Evolução temporal do campo $\mathrm{h^{rf}(t)}$ usado para excitação dinâmica nos programas de simulação micromagnética.

A resposta dinâmica da magnetização após estabilização é uma oscilação harmônica e para descrevê-la completamente é necessário somente conhecer sua amplitude e fase. Para isto, obtemos 20 estados temporais durante um período de oscilação para cada campo e frequência, ou seja, teremos dados sobre os estados do sistema em 20 pontos particulares de tempo (t). Estes snapshots são analisados com o algoritmo explicado na seção 5.2 e assim podemos obter a amplitude e fase da oscilação.

Os dados simulados são organizados em uma tabela, semelhante à mostrada na Figura 5.3. Na primeira coluna temos os tempos t usados na simulação. Para cada linha em t temos os dados dos valores médios da componente $\mathrm{m_x}$, $\mathrm{m_y}$ e $\mathrm{m_z}$ da magnetização para este tempo t, assim como as componentes $\mathrm{h_x^{rf}}$, $\mathrm{h_y^{rf}}$ e $\mathrm{h_z^{rf}}$ do campo uniforme de excitação e a frequência deste. Parâmetros também são indexados na tabela $(\mathrm{n}, \mathrm{h_i}, \mathrm{f_i}, \mathrm{c_i})$ o que permite organizar os dados para posterior análise.

Além do arquivo Table.txt também obtemos da simulação arquivos .ovf em que se encontram os valores de $\mathrm{m_x}$, $\mathrm{m_y}$ e $\mathrm{m_z}$ para cada valor de campo e frequência, simulado em cada ponto do mesh do espaço discretizado.

Algoritmo para calcular amplitudes e fases

A dinâmica do movimento harmônico simples pode ser descrita por uma onda harmônica,

$$m = A\sin(\omega t + \phi) \tag{5.4}$$

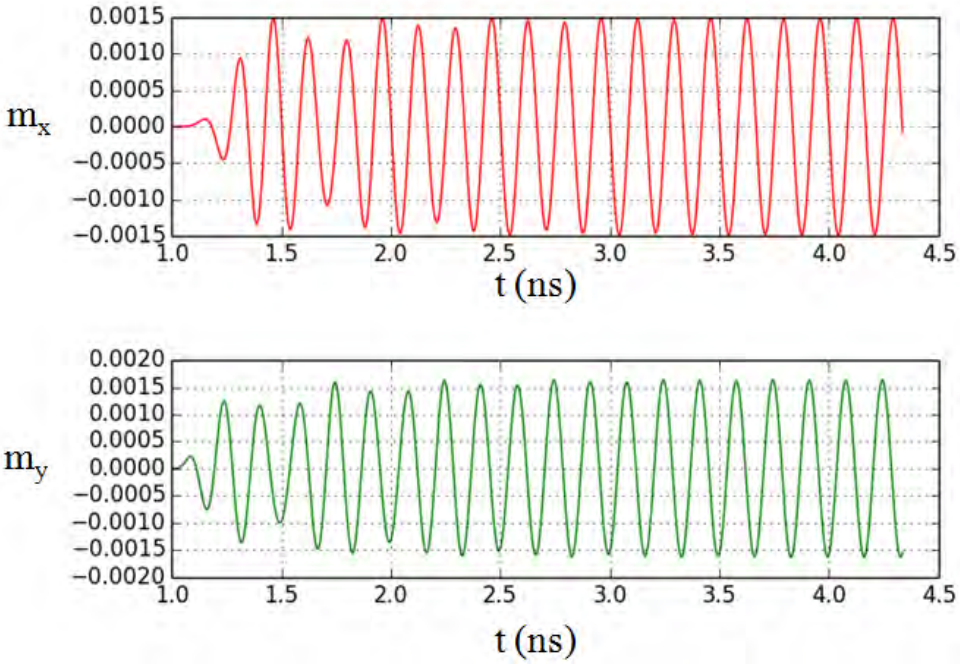


Figura 5.2: Valor médio das oscilações das componentes dinâmicas $< \mathrm{m_x} >$ e $< \mathrm{m_y} >$ magnetização $\mathbf{m}$ em função do tempo obtida por simulação micromagnetica de um disco de 1μm de diâmetro e $50\,\mathrm{nm}$ de Permalloy

onde A é a amplitude, ω é a frequência angular e ϕ é uma fase. Esta solução pode ser reescrita por uma forma mais geral como:

$$m = a_s \sin(\omega t) + a_c \cos(\omega t) \tag{5.5}$$

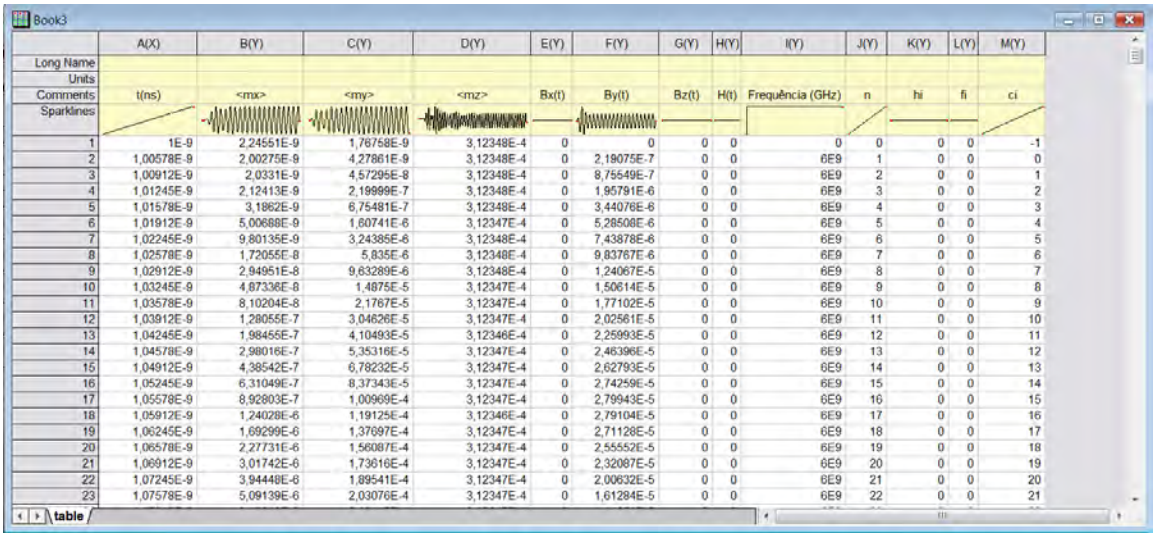
onde a_s e a_c as constantes relacionadas a amplitude e a fase pelas seguintes equações,

$$A = \sqrt{a_s^2 + a_c^2} \quad , \quad tan\phi = \frac{a_s}{a_c} \tag{5.6}$$

Os valores a_s e a_c podem ser calculados de:

$$a_s = \frac{2}{T}\int_0^T m \sin(\omega t) \quad , \quad a_c = \frac{2}{T}\int_0^T m \cos(\omega t) \tag{5.7}$$

Numericamente, os a_s e a_c são calculados achando o valor médio da serie temporal de dados de $\mathbf{m}$ (correspondente a um período de oscilação) multiplicado ponto a ponto pela referência



Book3

	A(X)	B(Y)	C(Y)	D(Y)	E(Y)	F(Y)	G(Y)	H(Y)	I(Y)	J(Y)	K(Y)	L(Y)	M(Y)
Long Name													
Units													
Comments	t(ns)	<mx>	<my>	<mz>	Bx(t)	By(t)	Bz(t)	H(t)	Frequência (GHz)	n	hi	fi	ci
Sparklines													
1	1E-9	2,24551E-9	1,76758E-9	3,12348E-4	0	0	0	0	0	0	0	0	-1
2	1,00578E-9	2,00275E-9	4,27861E-9	3,12348E-4	0	2,19075E-7	0	0	6E9	1	0	0	0
3	1,00912E-9	2,0331E-9	4,57295E-8	3,12348E-4	0	8,75549E-7	0	0	6E9	2	0	0	1
4	1,01245E-9	2,12413E-9	2,19999E-7	3,12348E-4	0	1,95791E-6	0	0	6E9	3	0	0	2
5	1,01578E-9	3,1862E-9	6,75481E-7	3,12348E-4	0	3,44076E-6	0	0	6E9	4	0	0	3
6	1,01912E-9	5,00688E-9	1,60741E-6	3,12347E-4	0	5,28508E-6	0	0	6E9	5	0	0	4
7	1,02245E-9	9,80135E-9	3,24385E-6	3,12348E-4	0	7,43878E-6	0	0	6E9	6	0	0	5
8	1,02578E-9	1,72055E-8	5,835E-6	3,12348E-4	0	9,83767E-6	0	0	6E9	7	0	0	6
9	1,02912E-9	2,94951E-8	9,63289E-6	3,12348E-4	0	1,24067E-5	0	0	6E9	8	0	0	7
10	1,03245E-9	4,87336E-8	1,4875E-5	3,12347E-4	0	1,50614E-5	0	0	6E9	9	0	0	8
11	1,03578E-9	8,10204E-8	2,1767E-5	3,12347E-4	0	1,77102E-5	0	0	6E9	10	0	0	9
12	1,03912E-9	1,28055E-7	3,04626E-5	3,12347E-4	0	2,02561E-5	0	0	6E9	11	0	0	10
13	1,04245E-9	1,98455E-7	4,10493E-5	3,12346E-4	0	2,25993E-5	0	0	6E9	12	0	0	11
14	1,04578E-9	2,98016E-7	5,35316E-5	3,12347E-4	0	2,46396E-5	0	0	6E9	13	0	0	12
15	1,04912E-9	4,38542E-7	6,78232E-5	3,12347E-4	0	2,62793E-5	0	0	6E9	14	0	0	13
16	1,05245E-9	6,31049E-7	8,37343E-5	3,12347E-4	0	2,74259E-5	0	0	6E9	15	0	0	14
17	1,05578E-9	8,92803E-7	1,00969E-4	3,12347E-4	0	2,79943E-5	0	0	6E9	16	0	0	15
18	1,05912E-9	1,24028E-6	1,19125E-4	3,12346E-4	0	2,79104E-5	0	0	6E9	17	0	0	16
19	1,06245E-9	1,69299E-6	1,37697E-4	3,12347E-4	0	2,71128E-5	0	0	6E9	18	0	0	17
20	1,06578E-9	2,27731E-6	1,56087E-4	3,12347E-4	0	2,55552E-5	0	0	6E9	19	0	0	18
21	1,06912E-9	3,01742E-6	1,73616E-4	3,12347E-4	0	2,32087E-5	0	0	6E9	20	0	0	19
22	1,07245E-9	3,94448E-6	1,89541E-4	3,12347E-4	0	2,00632E-5	0	0	6E9	21	0	0	20
23	1,07578E-9	5,09139E-6	2,03076E-4	3,12347E-4	0	1,61284E-5	0	0	6E9	22	0	0	21

table

Figura 5.3: Tabela de dados obtidos na simulação de um disco de 1μm de diâmetro e $50\,\mathrm{nm}$ de Permalloy excitado na direção do eixo y.

($\sin(\omega t)$ ou $\cos(\omega t)$), representado da seguinte forma:

$$[m_0, m_1, ..., m_{20}] \times [\sin(\omega t_0), \sin(\omega t_1), ..., \sin(\omega t_{20})] \tag{5.8}$$

logo,

$$\frac{\sum_i^{20} m_i \sin(\omega t_i)}{20} \cong \frac{2}{T} \int_0^T msin(\omega t) = a_s \tag{5.9}$$

Na Figura 5.4 são apresentados os gráficos dos 20 valores temporais do campo RF e dos valores médios de $< \mathrm{m_x} >$ e $< \mathrm{m_y} >$ obtidos na simulação de um disco de Py a $\mathrm{H} = 0\,\mathrm{Oe}$ e frequência de $6\,\mathrm{GHz}$.

5.3 Potência absorvida

O trabalho por unidade de volume realizado por um sistema magnético num ciclo de magnetização é []

$$W = -\int \mathbf{M} \cdot d\mathbf{H} \tag{5.10}$$

Esta equação relaciona a área interna de uma curva de magnetização $(\mathrm{M} \times \mathrm{H})$ com o trabalho realizado pelo sistema durante tal ciclo.

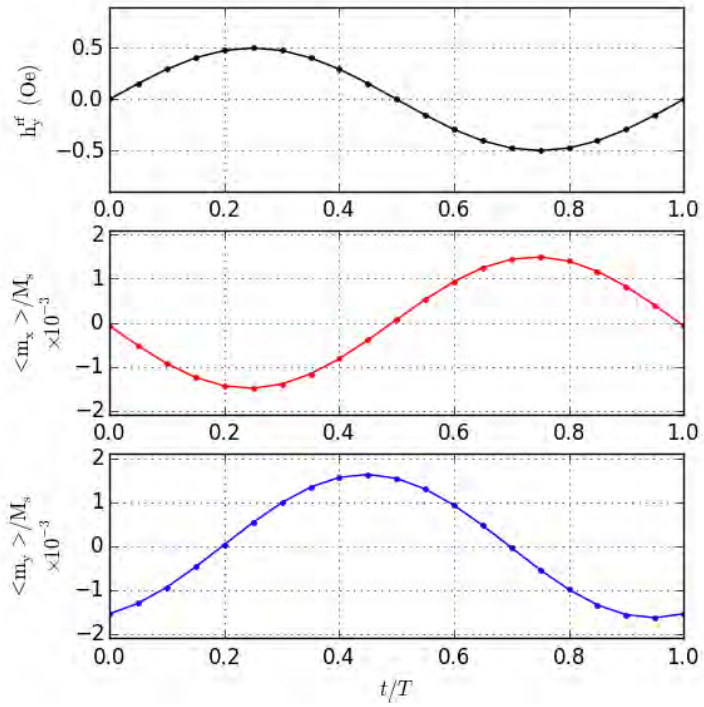


Figura 5.4: Series temporais de h^{rf}, $< \mathrm{m_x} >$ e $< \mathrm{m_y} >$ obtidas da simulação de um disco de Py a $\mathrm{H} = 0\,\mathrm{Oe}$ e frequência de $6\,\mathrm{GHz}$. A amplitudes de $< \mathrm{m_x} > /\mathrm{Ms}$ e $< \mathrm{m_y} >$ são $1.49 \times 10^{-3}\mathrm{Ms}$ e $1.63 \times 10^{-3}\mathrm{Ms}$ respetivamente. As fases são $\phi_{<m_x>} = -177.3°$ e $\phi_{<m_y>} = -70.7°$ em relação ao campo h^{rf}

Para um campo estático, um pequeno ciclo de magnetização de período $\mathrm{T} = \frac{2\pi}{\omega}$ é realizado pelo campo $\mathrm{h^{rf}}$ que oscila a uma frequência ω. Para o sistema formado por n elementos a potência dissipada durante o ciclo de magnetização devido ao campo $\mathrm{h^{rf}}$ é :

$$< P >= \frac{\omega}{2\pi} \int_{t=0}^{t=\frac{2\pi}{\omega}} \left(\sum_{i=0}^{20} v_i \mathbf{m}_{osc}^i \right) \cdot \frac{\mathrm{d}\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}}{\mathrm{d}t} dt \tag{5.11}$$

A potência média $< P >$ será proporcional às amplitudes, fases temporais e orientações relativas do campo $\mathbf{h^{rf}}$ aplicado e da soma vetorial $\sum v_i \mathbf{m}_{osc}^i$ das partes oscilantes da magnetizações de cada elemento do sistema.

Cálculo dos espectros de absorção - Mapas de cores

Para comparar nossas simulações diretamente com os dados experimentais, calculamos a média da potência absorvida dos sistemas simulados.

As componentes estáticas da magnetização e do campo não contribuem para a potência absorvida, somente as oscilações. Para um ciclo harmônico, determinamos a potência absorvida pela equação 5.11. De acordo com esta equação, $< P >$ é proporcional a soma vetorial das partes oscilantes da magnetizações que estão na direção do campo $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$.

Sendo a magnetização e o campo h^{rf} ondas harmônicas, o ciclo $\mathrm{M} \times \mathrm{H}$ tem a forma elíptica, onde a excentricidade depende da fase entre eles. Observando os ciclos de histerese apresentados na Figura 5.5 esta relação pode ser notada facilmente. Para fase $\phi = \pm 90\circ$ entre a magnetização e campo h^{rf} o ciclo $\mathrm{M} \times \mathrm{H}$ tem a forma mais redonda e tem maior área. Para $\phi = 0\circ$ ou $\phi = 180\circ$ a elipse vira uma linha, podendo ter amplitude de oscilação e ainda assim não ter absorção significativa.

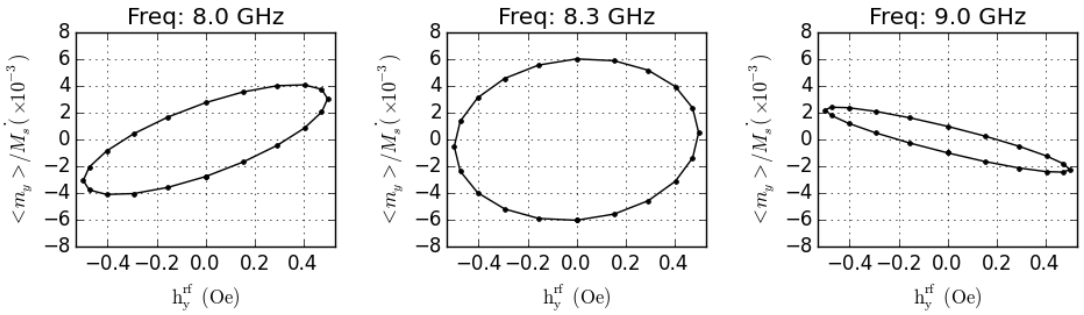


Figura 5.5: Ciclo de histerese $< \mathrm{m_y} > \times \mathrm{h}^{\mathrm{rf}}$ num periodo de oscilação obtidas da simulação de um disco de Py a $\mathrm{H} = 900\,\mathrm{Oe}$ nas frequências mostradas. A frequência $8.3\,\mathrm{GHz}$ é a frequência de ressonância do modo uniforme.

Calculando a área dentro da elipse para cada campo H e cada frequência construímos o espectro de absorção chamado de mapa de cores e podemos comparar-lo diretamente com o resultado experimental.

5.4 Oscilação da magnetização

Como já mencionado anteriormente, dos resultados da simulação obtemos as componentes $\mathrm{m_x}$, $\mathrm{m_y}$ e $\mathrm{m_z}$ da magnetização normalizada $\mathbf{m}$ em cada ponto do mesh.

A magnetização $\mathbf{m}$ é constituída por uma parte estática e outra oscilante, dada por $\mathbf{m} = \mathbf{m}_{\mathrm{eq}} + \mathbf{m}_{\mathrm{osc}}$. A parte $\mathbf{m}_{eq}$ corresponde a posição do estado de equilíbrio do sistema e $\mathbf{m}_{osc}$ são pequenos desvios em torno estado de equilíbrio $|m_{\mathrm{osc}}| << |m_{\mathrm{eq}}|$, como é ilustrado na Figura 5.6. Dessa forma os vetores oscilação são perpendiculares aos vetores posição de equilíbrio.

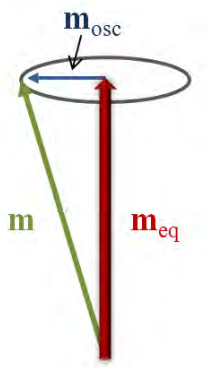


Figura 5.6: Representação gráfica do vetor magnetização $\mathbf{m}$ do spin no mesh.

Tomando um sistema de referência definido pelo conjunto de vetores unitários $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$, o vetor magnetização dos spins $\mathbf{m}^{\mathrm{i}}$ pode ser escrita em coordenadas esféricas usando os ângulos polar θ_{i} e azimutal φ_i.

$$\mathbf{m}^i = m_s^i(\cos\varphi_i \sin\theta_i \hat{x} + \sin\varphi_i \sin\theta_i \hat{y} + \cos\theta_i \hat{z}) \tag{5.12}$$

Na Figura 5.7 temos uma representação gráfica de cada spin no mesh em coordenadas esféricas. Nesta representação é possível definir os vetores unitários $u_{\hat{\theta}}$, $u_{\hat{\varphi}}$ e $u_{\hat{r}}$ perpendiculares ao vetor magnetização dos elemento i. Sendo $u_{\hat{\theta}} = \cos\varphi_i \cos\theta_i \hat{x} + \sin\varphi_i \cos\theta_i \hat{y} - \sin\theta_i \hat{z}$ e $u_{\hat{\varphi}} = -\sin\varphi_i \hat{x} - \cos\varphi_i \hat{y}$.

Para as amostras estudadas neste trabalho a magnetização encontra-se no plano(com exceção do núcleo do vórtice). Devido aos campos desmagnetizantes as oscilações fora do plano são muito pequenas comparadas com as oscilações no plano(desprezando as regiões perto do

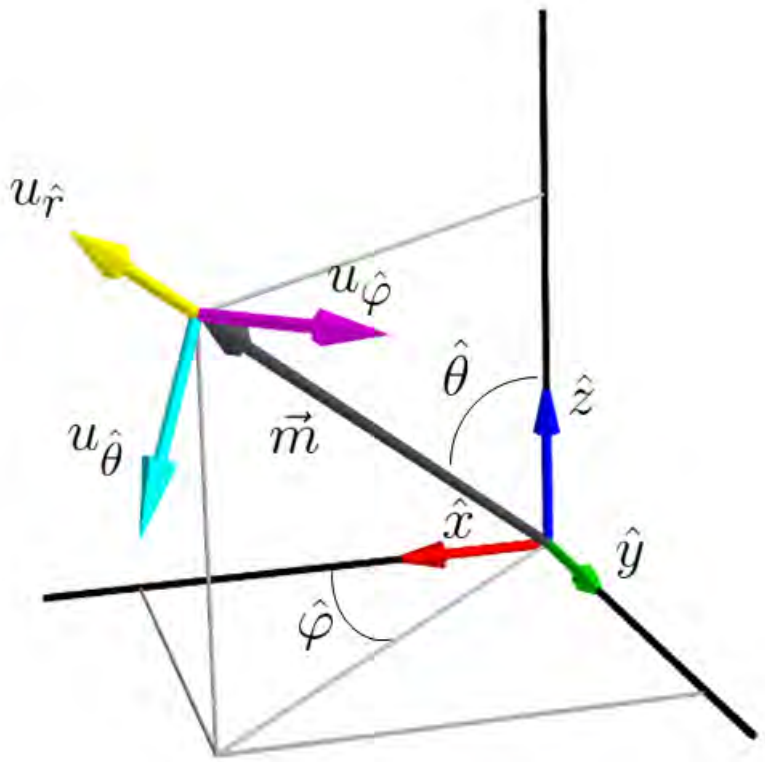


Figura 5.7: Representação gráfica do vetor magnetização do spin no mesh em coordenadas esféricas.

núcleo do vórtice). A representação $\mathrm{m_x}$, $\mathrm{m_y}$ e $\mathrm{m_z}$ não é conveniente para os vetores oscilação porque estes dependem da orientação da magnetização na posição de equilíbrio.

Considerando então que as oscilações estão praticamente no plano e são perpendiculares à magnetização, assumimos que as oscilações estão contidas na direção do vetor $u_{\hat{\varphi}}$. Logo, precisamos somente de uma magnitude ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$), da qual podemos calcular a amplitude e fase para descrever completamente os vetores oscilantes.

A configuração micromagnética da magnetização dentro de uma estrutura pode variar espacialmente, como o caso de uma geometria circular. A direção dos vetores $u_{\hat{\varphi}}$ também podem variar de ponto a ponto. Neste caso, na configuração tipo vórtice com circulação no sentido anti-horário todos os vetores oscilantes apontam na direção do centro do disco, como ilustrado na Figura 5.8. Para o caso em que o núcleo do vórtice estiver deslocado, os vetores $u_{\hat{\varphi}}$ apontarão aproximadamente na direção do centro do vórtice.

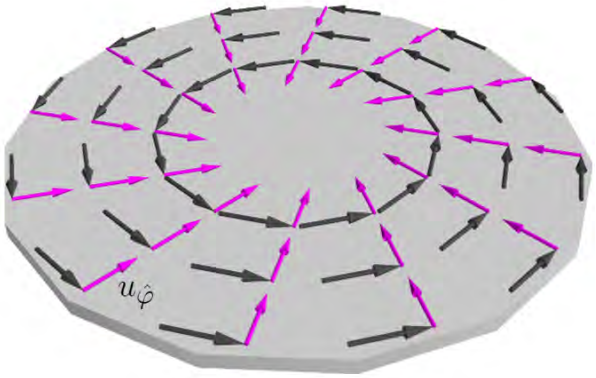


Figura 5.8: A direção dos vetores $u_{\hat{\varphi}}$ ponto a ponto em uma configuração magnética tipo vórtice com circulação no sentido anti-horário.

5.5 Modos de oscilação

Os modos de oscilação apresentados nesta tese foram descritos em função das dependências espaciais da amplitude e da fase de $(\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i})$. Para mostrar os tipos de modos de oscilação que serão discutidos ao longo dos resultados desta tese, simulamos um sistema quadrado 1μm $\times$ 1μm com espessura de $40\,\mathrm{nm}$ de Permalloy saturado por $\mathrm{H} = 2000\,\mathrm{Oe}$ e excitado por $\mathrm{h^{rf}}$ perpendicular ao campo H.

Na figura 5.9 são apresentados um corte transversal no campo $\mathrm{h^{dc}} = 2000\,\mathrm{Oe}$ do espectro de potência absorvida simulado, onde a magnetização se encontra saturada na direção do campo, juntamente com os modos excitados neste campo em frequências especificas.

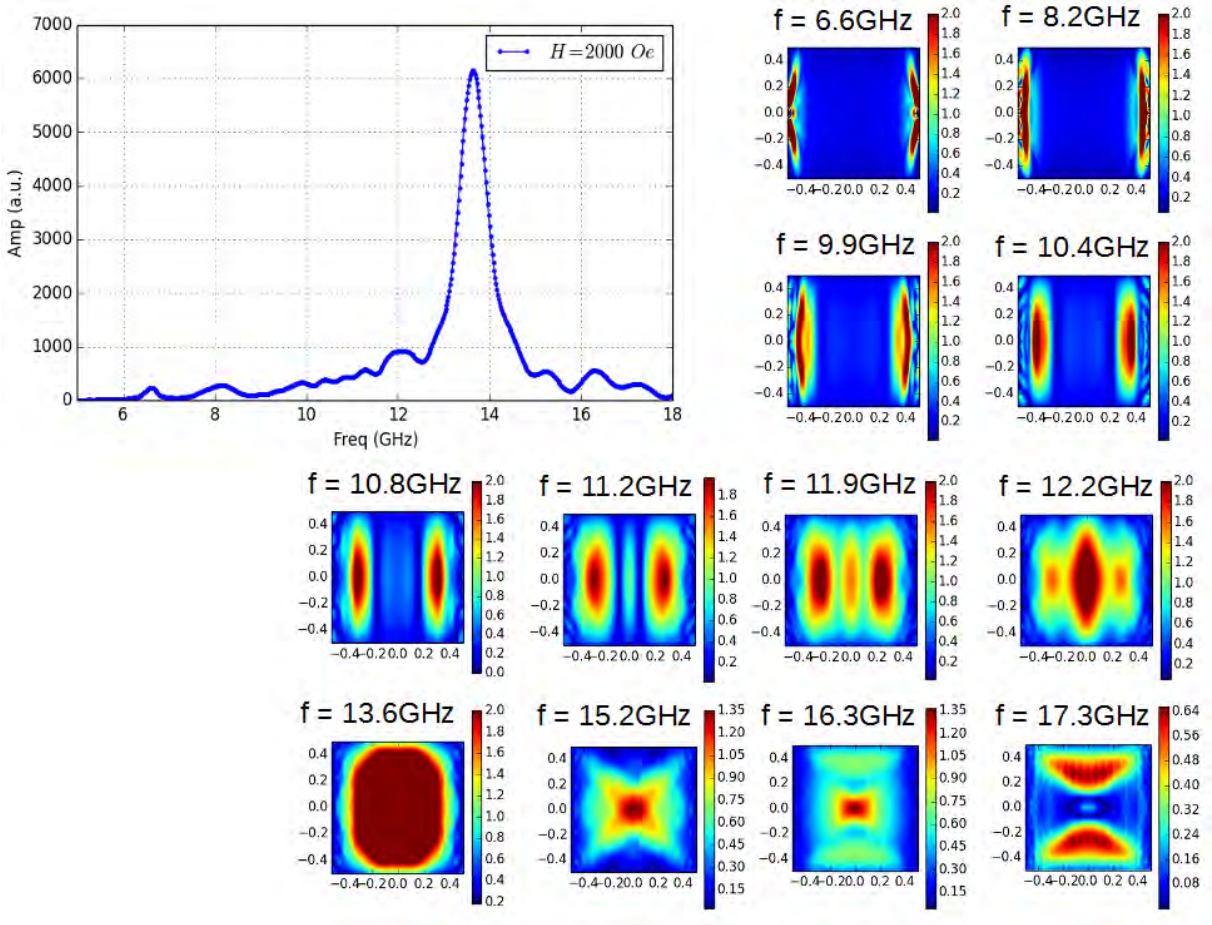


Figura 5.9: Dados simulados de um sistema quadrado 1μm $\times$ 1μm com espessura de $40\,\mathrm{nm}$ de Permalloy saturado por $\mathrm{H} = 2000\,\mathrm{Oe}$ e excitado por $\mathrm{h^{rf}}$ perpendicular ao campo H.

Quando as oscilações contidas na direção do vetor $u_{\hat{\varphi}}$ tem amplitude somente nas regiões das bordas e amplitude quase zero na região central, temos os modos de oscilação chamado de modo de bordas (n-MB).

Estes modos aparecem nas frequências mais baixas comparado com toda a faixa de frequência considerada no espectro. Neste caso, podemos ver os modos borda nas frequências $\mathrm{f} = 6.6\,\mathrm{GHz}$ até $\mathrm{f} = 10.4\,\mathrm{GHz}$.

As oscilações podem passar a se propagar ao longo da região central em uma estrutura nodal perpendicular a direção do campo magnético aplicado. Este tipo de modo é conhecido por modo de volume Backward (n-MVB) e começam a ser excitados neste caso a partir das frequências $\mathrm{f} = 10.8\,\mathrm{GHz}$ até $\mathrm{f} = 11.9\,\mathrm{GHz}$.

Além do padrão nodal se propagar perpendicular a direção do campo $\mathrm{h^{dc}}$, podem aparecer também linhas nodal perpendicular a direção do campo $\mathrm{h^{dc}}$, que é característico de modo de Damon-Eshbach (n-DE). Neste caso as linhas nodal podem se entrelaçar e formam um modo 'misturado' (m-MVB $\times$ n-DE), como na $\mathrm{f} = 12.2\,\mathrm{GHz}$.

Quando a distribuição espacial das oscilações contidas na direção do vetor $u_{\hat{\varphi}}$ se encontram em fase uniforme ($\pm 90^{\circ}$) e amplitude uniforme, como o caso do modo de oscilação mostrado na frequência $\mathrm{f} = 13.6\,\mathrm{GHz}$ temos o modo fundamental ou modo uniforme (MU).

A partir da $\mathrm{f} = 12.9\,\mathrm{GHz}$ as oscilações contidas na direção do vetor $u_{\hat{\varphi}}$ tem máxima amplitude na direção paralela ao campo aplicado e a magnetização estática, tendo um tipico modo (n-DE).

Estes modos retratados anteriormente são modos excitados quando a magnetização se encontra saturada ao longo do campo aplicado. Nesta tese, também são investigados os modos de oscilação sobre o estado não saturado da magnetização, como em disco no estado de vórtice magnético e em elipses no estado de vórtice simples e duplo.

6. Resultados dos sistemas periódicos de Permalloy

6.1 Arranjo de discos

Neste capítulo são apresentados os resultados experimentais obtidos em estruturas periódicas magnéticas com geometria circular, assim como a análise destes com a ajuda da simulação micromagnética. Além de reproduzir os resultados medidos no laboratório, por simulação investigamos com detalhes os modos excitados em cada campo e frequência medido experimentalmente.

6.1.1 Discos de Permalloy com 1μm de diâmetro

Arranjo periódico de discos de $\mathrm{Ni_{80}Fe_{20}}$ com diâmetro d = 1μm foi fabricado por técnica de litografia por feixe de elétrons. Os discos foram construídos com a distância entre as bordas aproximadamente contante em torno de 1μm sobre um substrato de $\mathrm{Si/SiO_2}$ em uma área total de $2 \times 2\,\mathrm{mm^2}$ sobre um substrato de $\mathrm{Si/SiO_2}$.

O deposito do filme de Py com espessura $\mathrm{t} = 50\,\mathrm{nm}$ foi realizado por *magnetron sputtering* usando uma fonte RF numa pressão de trabalho de $5\,\mathrm{mTorr}$ num fluxo de $50\,\mathrm{sccm}$ de Ar, após ter sido atingida uma pressão base na câmara principal de $5 \times 10^{-8}\,\mathrm{Torr}$.

Para inspeção da amostra fizemos imagens de MEV apresentado na Figura 6.1. Pela imagem de MEV podemos ver que os discos tem a forma bem definida, boa definição nas bordas e são espalhados de forma uniforme sobre a área total de $2 \times 2\,\mathrm{mm^2}$.

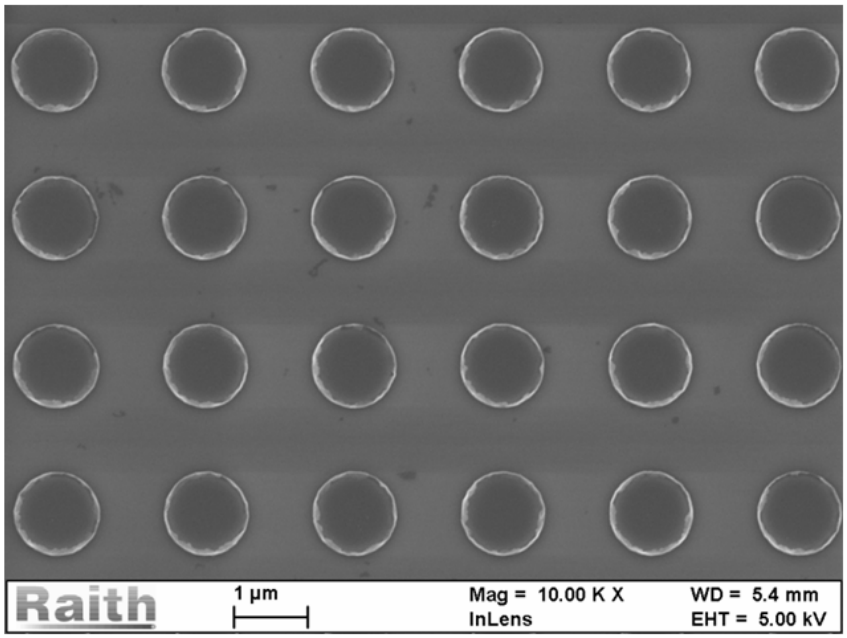


Figura 6.1: Imagem de MEV do arranjo periódico de discos de Py com diâmetro de 1μm produzido por litográfia por feixe de elétrons

6.1.2 Caracterização magnética estática e dinâmica

Nesta seção são apresentadas as medidas de ressonância ferromagnética de banda larga e a curva de magnetização do arranjo periódico de discos.

A amostra foi caracterizada por medidas magnéticas estáticas $(\mathrm{M} \times \mathrm{H})$ usando o AGFM, descrito na seção 4.2.3, magnetizada com campo magnético externo H de até $\pm 600\,\mathrm{Oe}$ aplicado no plano da amostra.

As medidas de ressonância ferromagnética de banda larga $(\mathrm{P}\ \mathrm{vs.}\ \mathrm{H}\ \mathrm{vs.}\ \mathrm{F})$ foram realizadas com o campo magnético externo H variado de $-330\,\mathrm{Oe}$ a $+330\,\mathrm{Oe}$ com passos de $1.2\,\mathrm{Oe}$ e varrendo a frequência em $0.5\,\mathrm{GHz}$ até $10\,\mathrm{GHz}$ com passos de frequência de $10\,\mathrm{MHz}$, utilizando a técnica de VNA-FMR descrita na seção 4.3. O campo de rádio frequência $\mathrm{h_{rf}}$ por meio de uma guia de onda coplanar foi aplicado no plano da amostra e perpendicular ao campo estático H.

As medidas dinâmicas experimentais foram interpretadas com ajuda de cálculos de simulação micromagnética usando o programa Mumax3 e os dados simulados foram analisados por programas construídos em linguagem python.

Na figura 6.2 são apresentados as curva de magnetização $(\mathrm{M} \times \mathrm{H})$ e o espectro de absorção $(\mathrm{P\ vs.\ H\ vs.\ F})$ da amostra estudada medidos experimentalmente.

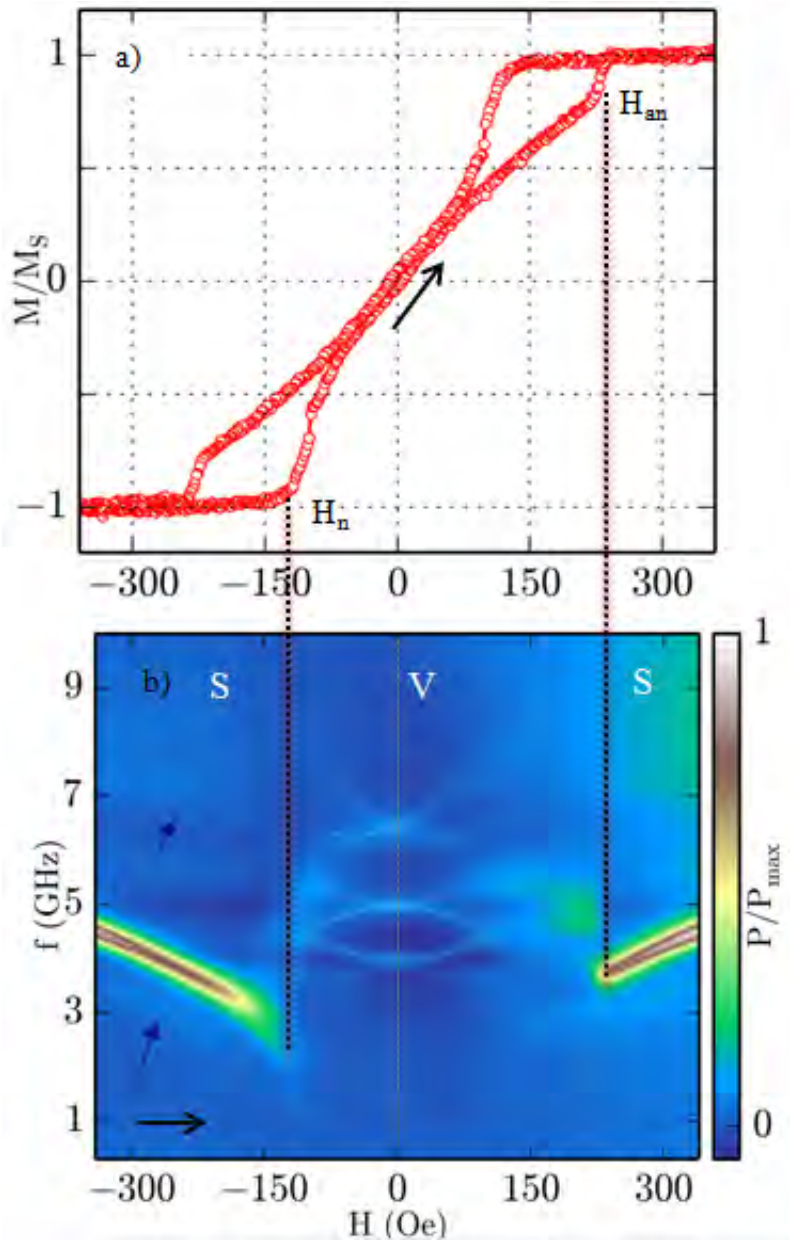


Figura 6.2: (a)Curva $(\mathrm{M} \times \mathrm{H})$ e (b) espectro de absorção $(\mathrm{P\ vs.\ H\ vs.\ F})$ de um arranjo de discos de Py com diâmetro d = 1μm e espessura $t = 50\,nm$ medidos experimentalmente. As linhas tracejadas indicam os estados magnéticos de vórtice (V) e saturado (S).

Analisando a curva de magnetização na Figura 6.2(a), observamos uma curva típica que indica uma configuração magnética do tipo vórtice nos discos. A reversão da magnetização pode ser descrita como nucleação, deslocamento e aniquilação do vórtice magnético. Os campos de nucleação e aniquilação do núcleo do vórtice são identificados como $\mathrm{H_n}$ e $\mathrm{H_{an}}$, respectivamente.

O espectro de absorção do arranjo de discos mostrado na Figura 6.2(b) segue as características da medida estática. Com o aumento do campo externo H o espectro revela a evolução dos modos excitados nos três principais estados magnéticos dentro dos discos, começando pelo estado estável do vórtice (V), passando para seu estado metaestável (MV) [1] com o núcleo do vórtice deslocado e finalmente o estado saturado ou quase uniforme (S) da magnetização.

No estado magnético de vórtice, região de campo $\mathrm{H} < |\mathrm{H_n}|$, observamos os modos de ressonância em altas frequências associados a excitações de ondas de spins sobre o estado fundamental do vórtice. A evolução dos modos nesta região é simétrica em campo. Em destaque, temos o desdobramento em frequência do perfil dos modos excitados semelhante a um arco concavo e outro convexo entre as frequências $\mathrm{f} = 3\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 5\,\mathrm{GHz}$ marcados com uma linha pontilhada. Em $\mathrm{H} = 0$ este perfil atinge seu valor máximo e mínimo em frequências diferentes e conforme o núcleo vai se deslocando com a variação do campo, evoluem para o mesmo ponto e se encontram no campo de nucleação ($\mathrm{H} = |\mathrm{H_n}|$).

Quando a magnetização dentro do disco está saturada, observamos um ramo de ressonância bem definido com amplitude alta associado a precessão uniforme dos spins. Além deste também podem ser vistos um modo em frequências maiores e outro em frequências menores com baixa amplitude, que correspondem a modos magnetostáticos devido ao confinamento geométrico do disco[].

Em detalhes, na figura 6.3, podemos ver o perfil de absorção medido em campos $\mathrm{H} = 0$, $\mathrm{H} = 50\,\mathrm{Oe}$ e $\mathrm{H} = 95\,\mathrm{Oe}$. Observamos a evolução dos modos de ressonância em função do campo aplicado no estado de vórtice magnético (V).

Em $\mathrm{H} = 0$ observamos três principais modos de ressonância com picos em frequências $\mathrm{f} = 3.9\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 5.0\,\mathrm{GHz}$ e um pico mais largo em $\mathrm{f} = 6.4\,\mathrm{GHz}$. O pico em $\mathrm{f} = 3.9\,\mathrm{GHz}$ tem uma relação de dispersão na qual sua frequência de ressonância aumenta com o campo aplicado. Entretanto, que o pico em $\mathrm{f} = 5.0\,\mathrm{GHz}$ tem uma relação de dispersão em que sua frequência aparenta diminuir com o campo aplicado. Quando estes picos se juntam, tem uma transição ao estado metaestável do vórtice (MV).

[1] Estado metastável do vórtice corresponde a qualquer estado do sistema diferente do estado de equilíbrio mais estável (antes da saturação)

Para $H = 50\,Oe$ observamos nas frequências próximas a $f = 5.0\,GHz$ outras ressonâncias com largura de linha maior, na qual pode indicar uma coleção de picos de ressonâncias com frequências próximas. Já o pico em $f = 6.4\,GHz$ se abre em dois novos picos que diminuem muito rápido a intensidade com o aumento do campo.

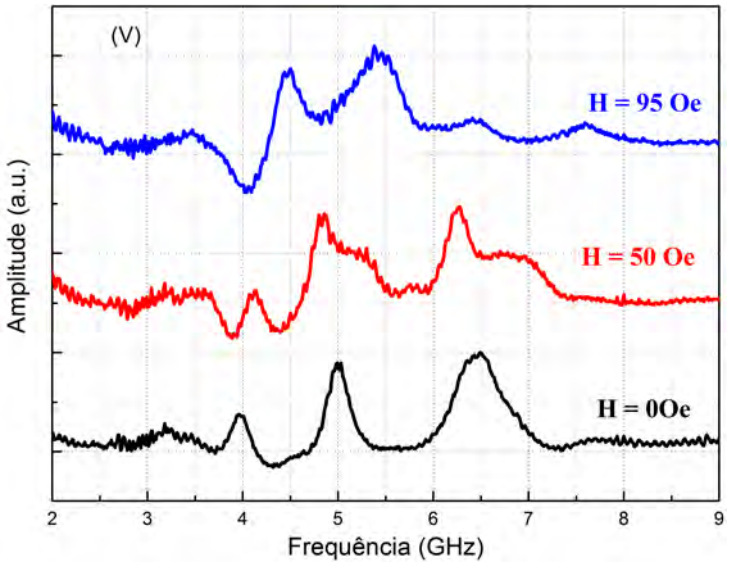


Figura 6.3: Perfil de absorção medido para campos fixos $H = 0$, $H = 50\,Oe$, $H = 95\,Oe$ referentes a magnetização no estado vórtice.

Na figura 6.4, podemos ver o perfil de absorção medido em campos $H = 150\,Oe$ e $H = 200\,Oe$ na região de campo com estado da magnetização metaestável do vórtice (MV).

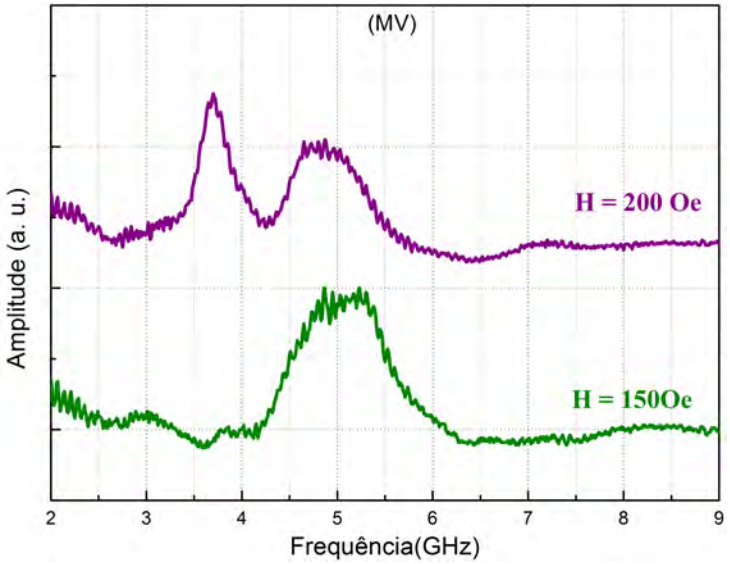


Figura 6.4: Perfil de absorção medido para campos fixos $H = 150\,Oe$ e $H = 200\,Oe$ referentes a magnetização no estado metaestável do vórtice.

Observamos que o estado (MV) aparenta estar dominado por coleções de modos de ressonância juntos resultando num pico com largura de linha grande, visto em campo $\mathrm{H} = 150\,\mathrm{Oe}$.

Na figura 6.5 podemos ver o perfil de absorção medido no estado saturado da magnetização no campo $\mathrm{H} = 300\,\mathrm{Oe}$.

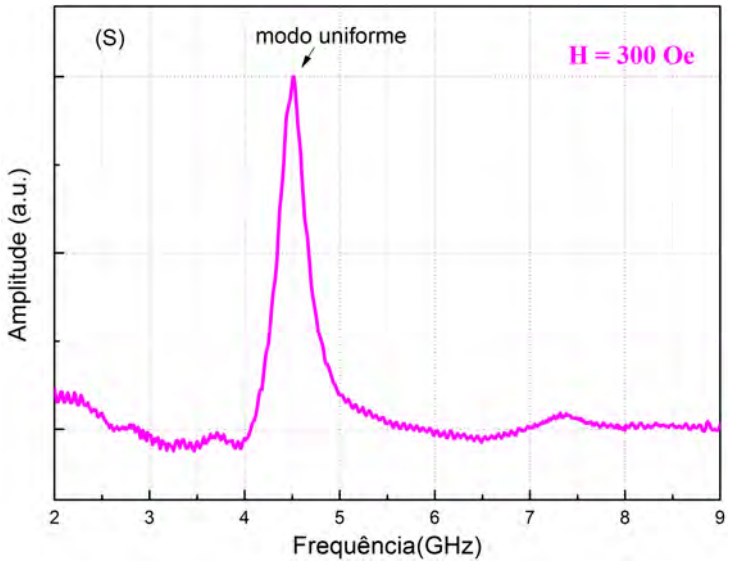


Figura 6.5: Perfil de absorção medido no campo $\mathrm{H} = 300\,\mathrm{Oe}$ referentes a magnetização saturada na direção do campo externo aplicado.

A magnetização dentro dos discos se alinha na direção do campo externo aplicado. Observamos um modo principal excitado com um pico com amplitude alta na frequência $\mathrm{f} = 4.5\,\mathrm{GHz}$ pico com alta amplitude identificado como o modo uniforme de precessão da magnetização. Em $\mathrm{f} = 3.7\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 7.3\,\mathrm{GHz}$ também vemos outros dois modos excitados com picos com amplitude baixa que podem ser interpretados como modos magnetostático de ondas de spins de volume backward que surgem devido a quantização do vetor de onda ao longo da direção do campo aplicado e na direção perpendicular a surpeficie, como também nas frequências menores modos localizados na borda dos discos devido o confinamento do disco [87],[88].

6.1.3 Simulação Micromagnética

Usando o programa de simulação micromagnética MuMax3 calculamos o espectro de potência absorvida pela evolução temporal da magnetização em função da excitação do sistema magnético por um campo oscilante a uma dada frequência. Os dados simulados foram analisados por programas construídos em linguagem python que calculam os espectros de absorção e a distribuição espacial da oscilação da magnetização.

O sistema simulado foi um disco de Py com $50\,nm$ de espessura e 1μm de diâmetro. O sistema foi discretizado em células individuais com tamanho de $5\times5\times50\,\mathrm{nm}^3$ e foram utilizadas as constantes magnéticas: magnetização de saturação $\mathrm{M_s} = 800\times10^3\,\mathrm{A/m}$, constante de rigidez de troca $\mathrm{A} = 1.3\times10^{-11}\,\mathrm{J/m}$ e damping $\alpha = 0.02$.

A partir de uma configuração de equilíbrio inicial do disco no estado vórtice (ver Figura 6.6(a)) um campo magnético estático H foi aplicado no plano disco e na direção do eixo x variando de 0 até $1000\,\mathrm{Oe}$ com passos de $20\,\mathrm{Oe}$. Na Figura 6.6(b) vemos a dependência da magnetização $\mathrm{m_x}$ do disco com o campo aplicado no plano. Comparando a simulação micromagnética com os dados experimentais, o campo necessário para que o núcleo seja aniquilado é muito maior na simulação, em torno de $750\,\mathrm{Oe}$. Desconhecemos a origem desta diferença, mas consideramos que a evolução do deslocamento do vórtice ao longo da curva de magnetização reproduz os fatos experimentais, mas em uma escala de campos diferentes.

Para cada campo estático, o sistema foi excitado com um campo magnético oscilante $\mathrm{h_{rf}}$ aplicado no plano e perpendicular a direção do campo H variando a frequência de $2\,\mathrm{GHz}$ até $12\,\mathrm{GHz}$ com passos de $20\,\mathrm{MHz}$.

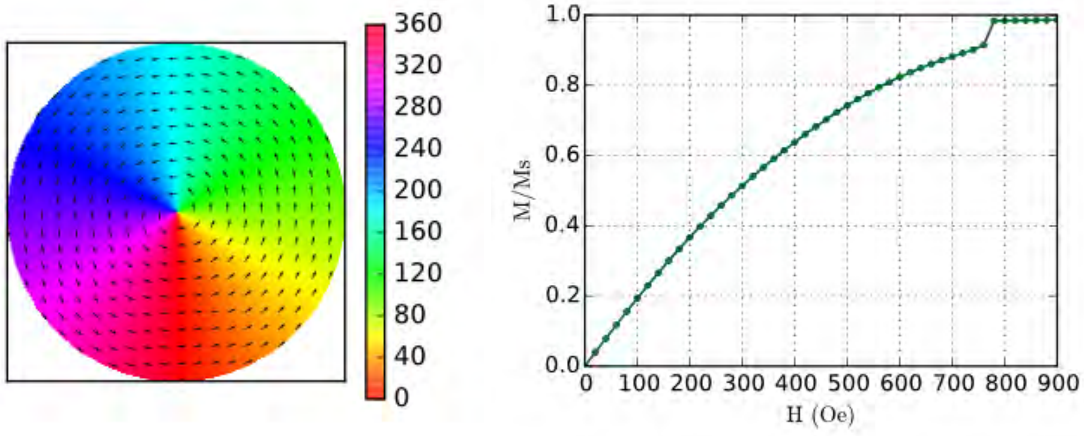


Figura 6.6: (Esquerda) Configuração de equilíbrio inicial do disco simulado no estado vórtice. Os vetores representam as componentes da magnetização no plano $\mathrm{m_x}$ e $\mathrm{m_y}$ e as cores indicam o ângulo entre as componentes e a direção do eixo x. (Direita) Dependência da componente da magnetização $\mathrm{m_x}$ em função do campo magnético estático aplicado.

Espectro de Potência absorvida

Na Figura 6.7 são apresentados os espectro de absorção $(\mathrm{P\ vs.\ H\ vs.\ F})$ medido experimentalmente e o espectro simulado para um disco de $Permalloy$ com $50\,nm$ de espessura e 1μm de diâmetro.

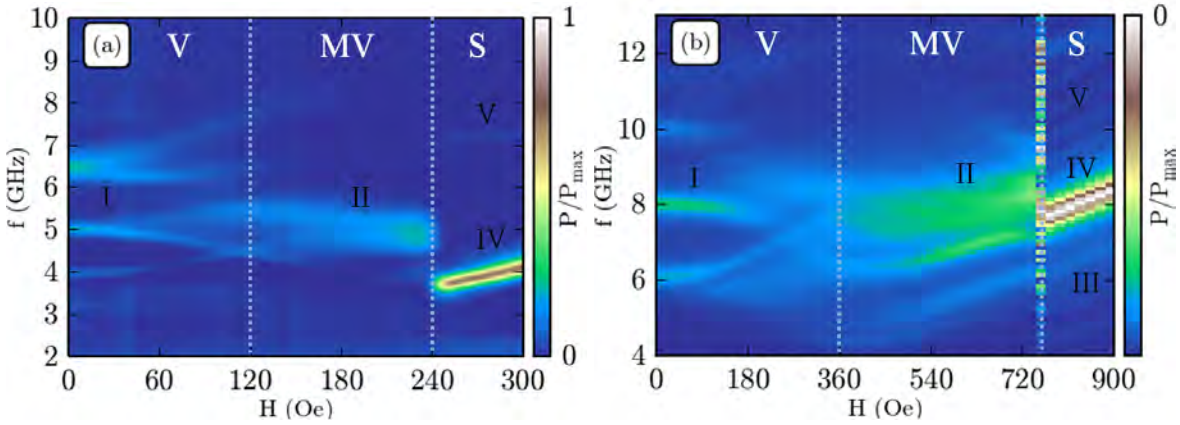


Figura 6.7: (a) Espectro de absorção $(\mathrm{P\ vs.\ H\ vs.\ F})$ medido e (b) espectro de absorção $(\mathrm{P\ vs.\ H\ vs.\ F})$ simulado para um disco de $Permalloy$ com $50\,nm$ de espessura e 1μm de diâmetro. Os modos identificados como 1, 2, 3 e 4 são os modos comentados no texto.

O perfil do espectro simulado é congruente com o perfil do espectro medido, mas com uma escala de campo e frequência diferente.

Em destaque, vemos a evolução dos modos (I) excitados no estado vórtice (V) até o campo de nucleação. Também observamos os modos excitados no estado MV $(\mathrm{H_n < H < H_{an}})$ identificado como (II) acompanhado de ramificações que desaparecem abruptamente perto do campo de aniquilação transformando-se no modo uniforme (IV) no estado S. Ainda no estado saturado, observamos também modos excitados acima do modo uniforme em frequências maiores (V) como também modos excitados abaixo em frequências menores (III).

A seguir são apresentadas e discutidas as oscilações dos modos de ressonância excitados nos diferentes estados magnéticos dentro do disco. Em campos específicos destacaremos a evolução dos modos (I), (II), (III), (IV) e (V) marcados nos espectros.

Modos de excitação sobre o estado vórtice

Na figura 6.9 são apresentados os dados simulados sobre o estado fundamental de vórtice a campo $\mathrm{H} = 0$. Quatro principais modos excitados são observados em Frequências $\mathrm{f} = 6\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 8\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 10\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 11.4\,\mathrm{GHz}$, onde os três primeiros aparentam corresponder aos observados experimentalmente. Em detalhes, podemos ver a evolução temporal em meio período da distribuição espacial da magnetização ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) simulada em frequências especificas.

Os modos excitados são identificados por dois números inteiros n e m de acordo com o número de nós na direção radial (n) e na direção azimutal (m). Os modos chamados radiais apresentam uma simetria axial com estrutura nodal concêntrica. Os modos chamados azimutais apresentam uma estrutura nodal na direção azimutal causado pelo torque assimétrico devido a excitação do campo $\mathrm{h^{rf}}$ no plano.

Um campo $\mathrm{h_{rf}}$ aplicado no plano excita a magnetização no disco na mesma direção que o campo $\mathrm{h_{rf}}$. Ele só pode excitar diretamente as regiões com magnetização perpendicular a ele. Olhando em referência a magnetização local na direção do vetor u_{φ}, as fases das oscilações dos modos dos modos azimutais são representadas na Figura 6.8.

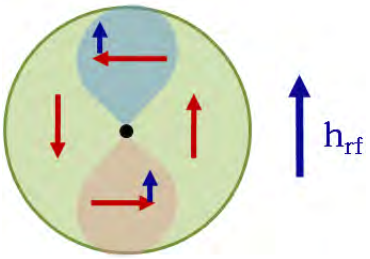


Figura 6.8: modo azimutal $(n = 0, m = 1)$

Em campo nulo os modos excitados (I) nas frequências $\mathrm{f} = 6\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 8\,\mathrm{GHz}$, retratados na Figura **??**, são identificados como $(\mathrm{n}, \mathrm{m} = 1)$. Conforme a frequência de excitação aumenta para $\mathrm{f} = 10\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 11.4\,\mathrm{GHz}$ aparece uma estrutura nodal com simetria radial, como mostrado em [87]. Devido a simetria circular as oscilações temporais dos modos azimutal excitados giram no sentido horário e anti-horário.

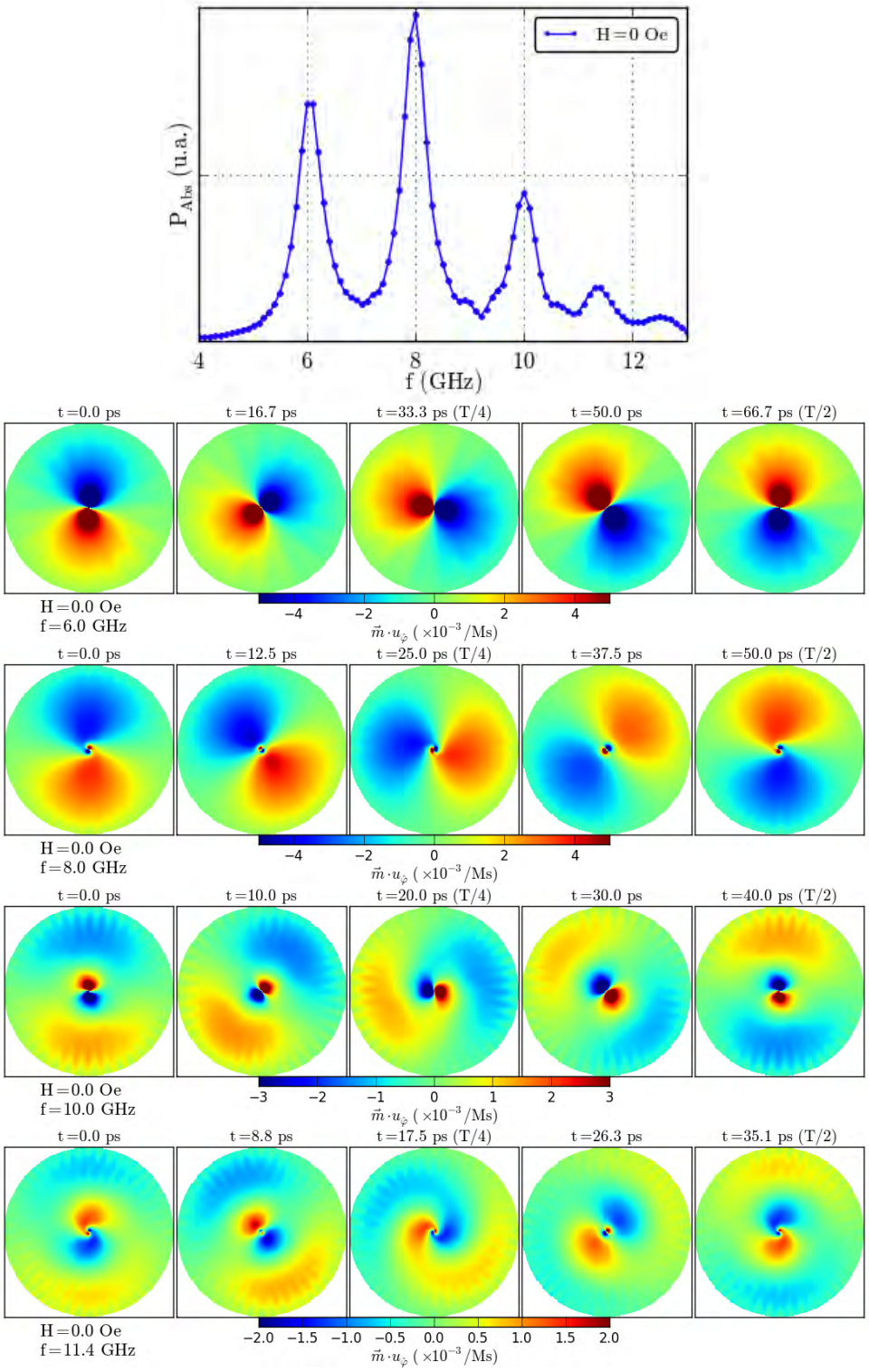


Figura 6.9: (Superior) Perfil de absorção simulado sobre o estado fundamental de vórtice a campo $\mathrm{H} = 0$. (Inferior) Evolução temporal da distribuição espacial da magnetização ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}}$) dos modos excitados nas frequências $\mathrm{f} = 6\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 8\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 10\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 11.4\,\mathrm{GHz}$ campo $\mathrm{H} = 0\,\mathrm{Oe}$

Segundo Guslienko et al. [73], o desdobramento em frequência do modo azimutal é interpretado como uma hibridização destes com o modo girotrópico do núcleo do vórtice.

Analisando a amplitude e fase de oscilação da magnetização, mostrados na Figura 6.10, observamos que em frequências baixas como $\mathrm{f} = 6\,\mathrm{GHz}$, os modos oscilam em fase e no sentido horário ($0 \rightarrow 2\pi$). Entretanto, em frequências maiores como $\mathrm{f} = 10\,\mathrm{GHz}$ o modo azimutal oscila em fase diferente com o núcleo.

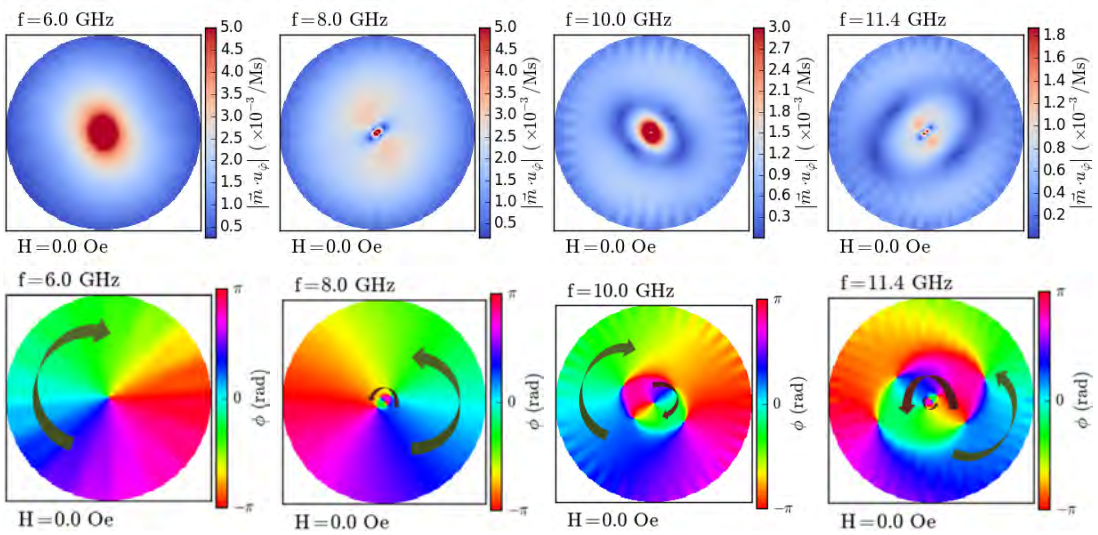


Figura 6.10: Amplitude e Fase. A seta mostra a direção na qual a fase muda de $0 \rightarrow 2\pi$

Quando aumentamos o campo H o núcleo do vórtice se encontra bastante deslocado do centro do disco. Como retratado na Figura 6.11 em $\mathrm{H} = 300\,\mathrm{Oe}$, os modos excitados nas frequências $\mathrm{f} = 4.7\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 6.8\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 7.4\,\mathrm{GHz}$ começam a perder a sua simetria circular, as oscilações ao longo do tempo não rotacionam e a sua estrutura nodal ao longo da direção azimutal vai aumentando o número de nós.

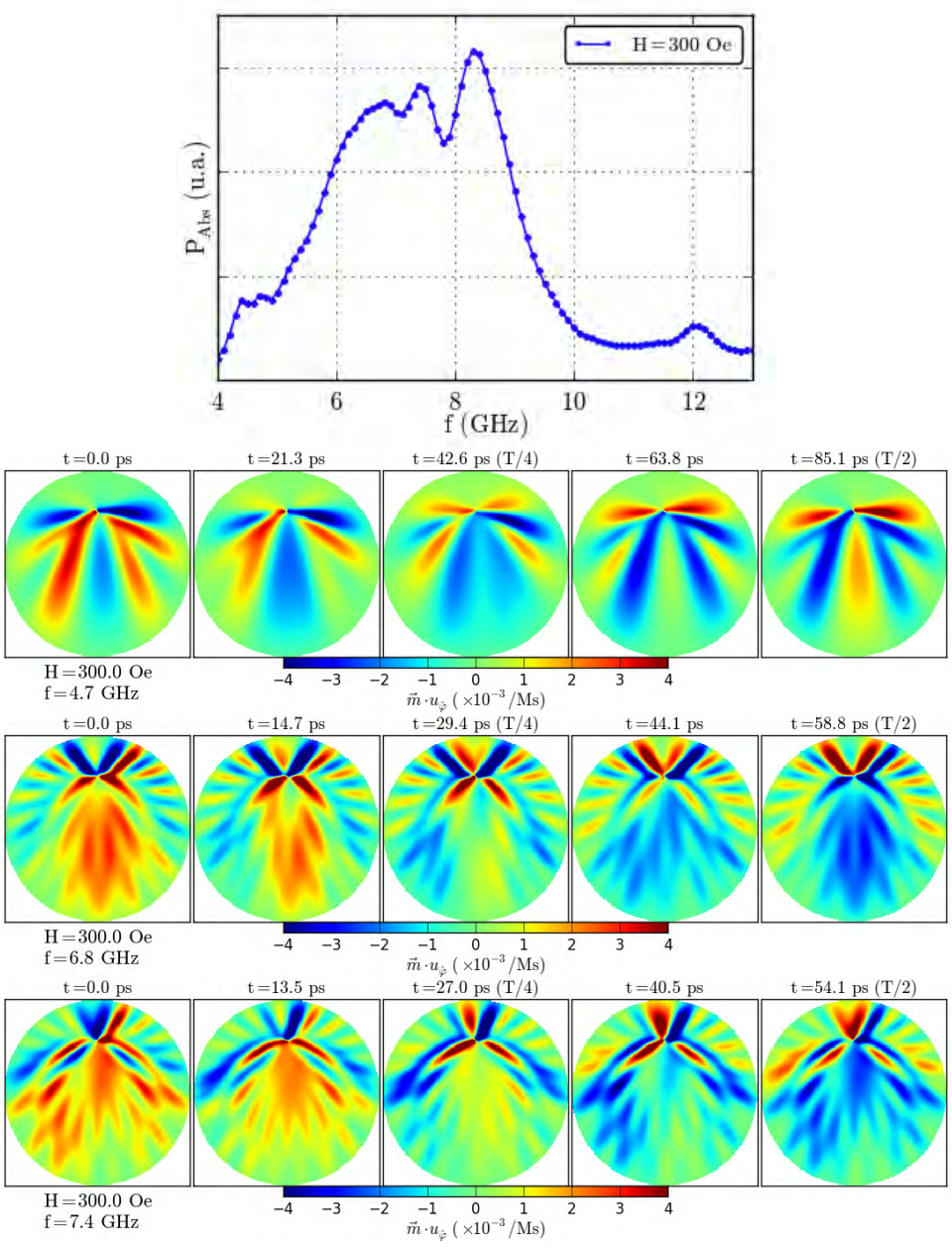


Figura 6.11: (Superior) Perfil de absorção simulado para o campo $\mathrm{H} = 300\,\mathrm{Oe}$. (Inferior) Evolução temporal da distribuição espacial da magnetização ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) dos modos excitados nas frequências $\mathrm{f} = 4.7\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 6.8\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 7.4\,\mathrm{GHz}$ para o campo $\mathrm{H} = 300\,\mathrm{Oe}$.

Modos de excitação sobre o estado metaestável

Os modos excitados no estado MV são localizados principalmente fora do núcleo do vórtice e estão relacionados aos domínios magnéticos em paralelo com o campo estático aplicado.

As oscilações temporais dos modos excitados (II) são mostradas na Figura 6.12 para o campo $\mathrm{H} = 640\,\mathrm{Oe}$.

Em baixas frequências observamos modo de volume backward (n-BA), no qual a estrutura nodal do modo se propagam perpendicular a direção do campo aplicado. Conforme a frequência aumenta, além do padrão nodal se propagando perpendicular a direção do campo H surgem também linhas nodais localizadas paralelas, na qual características de modos Damon-Eshbach (n-DE). A partir de $\mathrm{f_r} = 8.0\,\mathrm{GHz}$ estas linhas nodais vão se entrelaçando e formam um modo 'misturado' (m-Ba $\times$ n-DE).

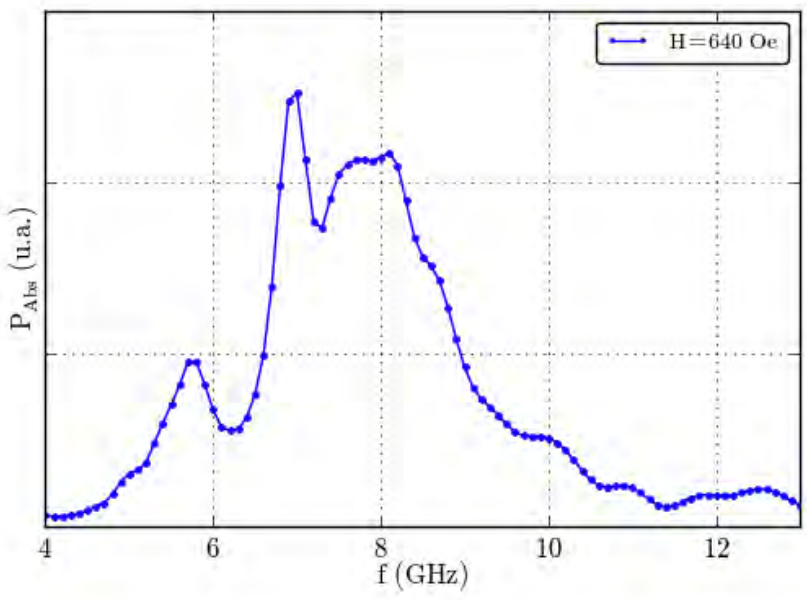


Figura 6.12: Perfil de absorção simulado para o campo $\mathrm{H} = 640\,\mathrm{Oe}$

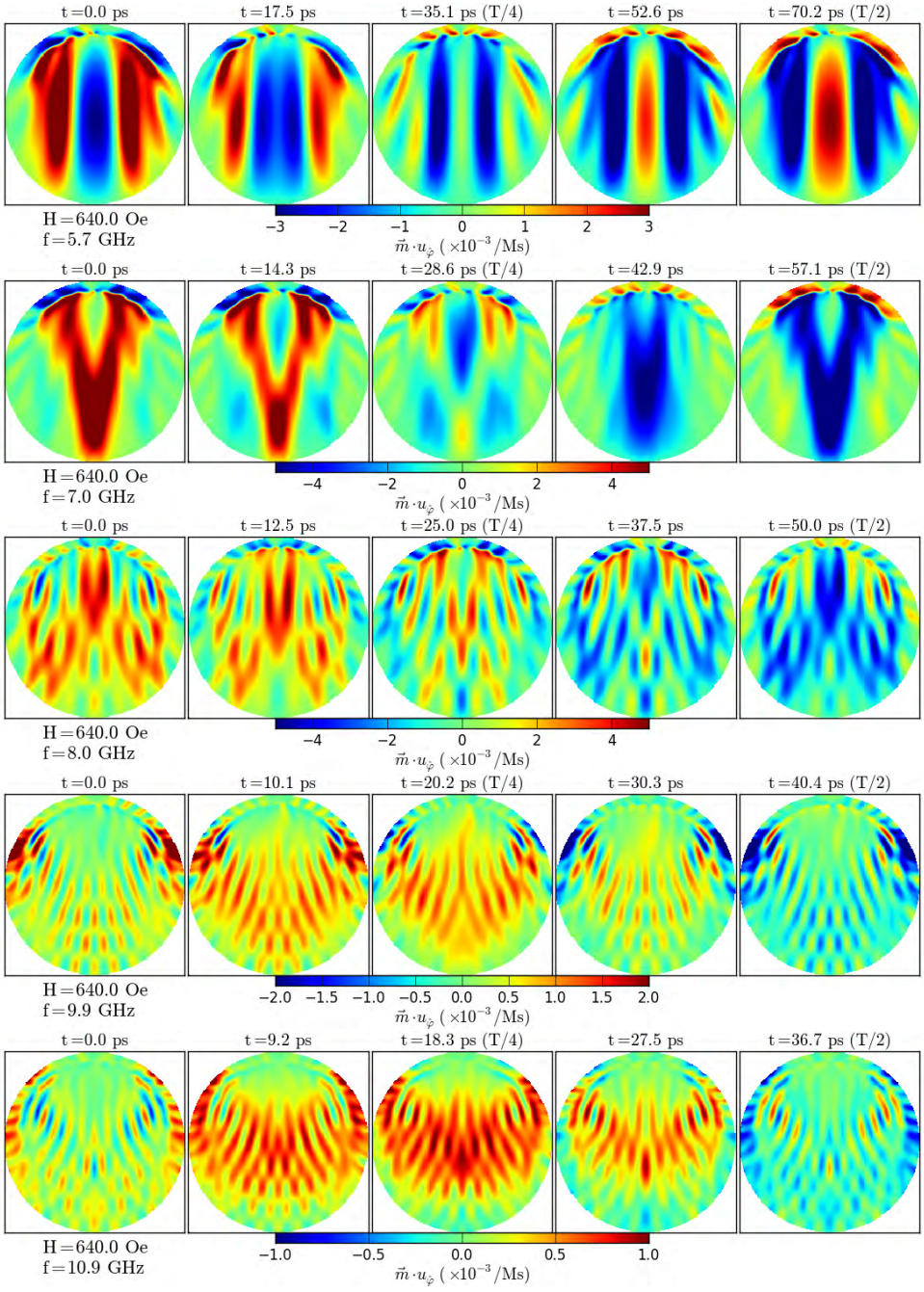


Figura 6.13: Evolução temporal da distribuição espacial da magnetização ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) dos modos excitados nas frequências $\mathrm{f} = 5.7\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 7.0\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 8\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 9.9\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 10.9\,\mathrm{GHz}$ para o campo $\mathrm{H} = 640\,\mathrm{Oe}$.

Modos de excitação sobre o estado saturado

Quando o núcleo do vórtice é expulso do disco a partir do campo de aniquilação, a magnetização dentro do disco assume um estado saturado.

A magnetização aponta na direção do campo aplicado e polos magnéticos surgem nas bordas do disco. Os fortes campos desmagnetizantes gerado dentro do disco não são homogêneos em toda a extensão do disco, são somente na região central.

Sendo assim, os modos em III em frequências menores ficam localizados nas regiões perto das bordas perpendicular a direção do campo externo aplicado [87], como retratados na Figura 6.14. Estes modos quantizados localizados perto das bordas aparentam corresponder aos modos observados experimentalmente em frequências abaixo do modo uniforme no espectro de absorção apresentado na Figura 6.2.

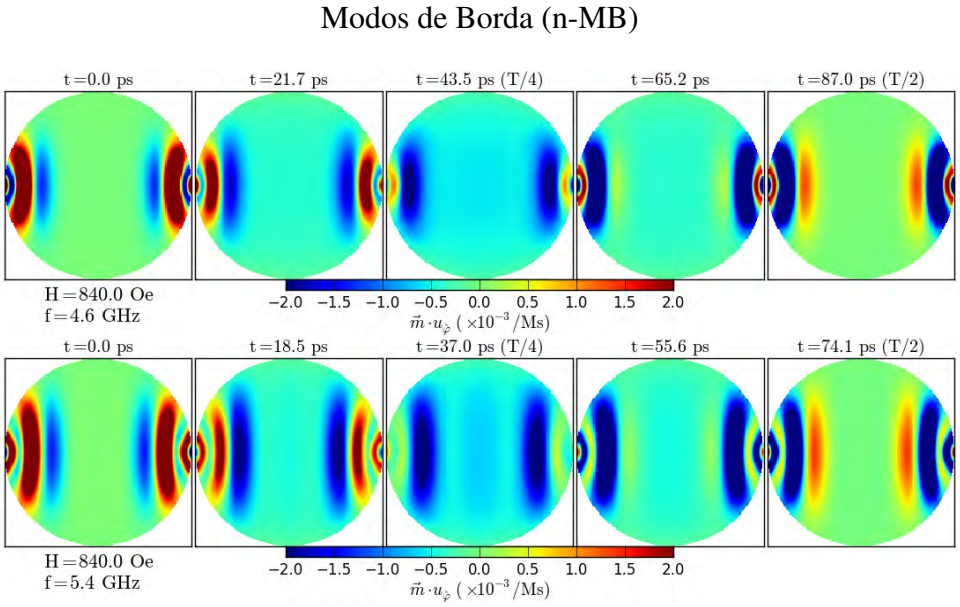


Figura 6.14: Evolução temporal da distribuição espacial da magnetização ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) dos modos de borda excitados em campo $\mathrm{H} = 840\,\mathrm{Oe}$ nas frequências $\mathrm{f} = 4.6\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 5.6\,\mathrm{GHz}$.

Aumentando a frequência de excitação em $\mathrm{f_r} = 6.5\,\mathrm{GHz}$ os modos passam ter característica de (m-MVB), como retratado na Figura 6.15, onde apresentam duas linhas nodal na região central do disco perpendicular a direção do campo aplicado.

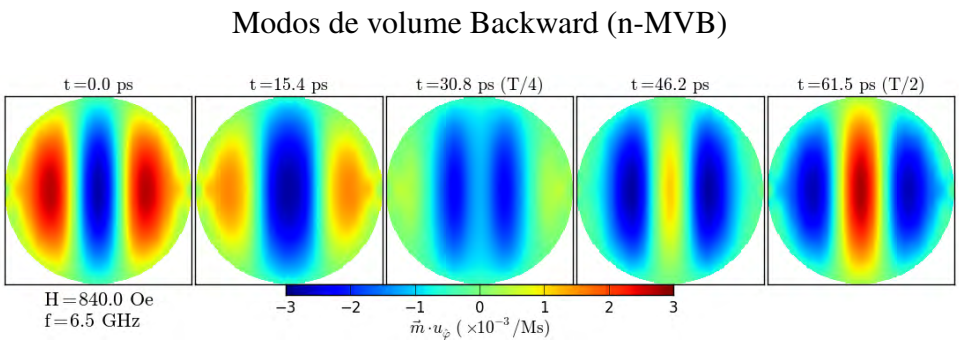


Figura 6.15: Evolução temporal da distribuição espacial da magnetização ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) dos modos de borda excitados em campo $\mathrm{H} = 840\,\mathrm{Oe}$ na frequência $\mathrm{f} = 6.5\,\mathrm{GHz}$.

O modo marcado como IV com amplitude alta nos espectros é chamado de modo fundamental ou modo uniforme de kittel (MU). Com máxima amplitude na região central, a oscilação temporal do modo é mostrado na Figura 6.16. Analisando a amplitude e a fase da evolução temporal da magnetização observamos que o modo oscila em fase e com máxima amplitude de oscilação na região central.

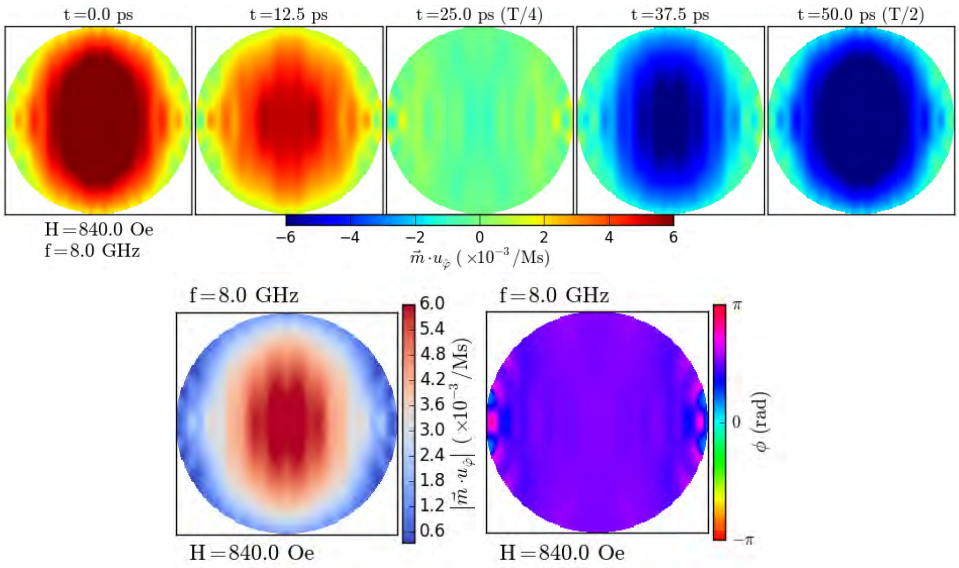


Figura 6.16: (Superior) Evolução temporal da distribuição espacial da magnetização ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) do modo uniforme excitado em campo $\mathrm{H} = 840\,\mathrm{Oe}$. (Inferior) Amplitude e fase de oscilação da magnetização.

Em f = 9.5 GHz, f = 10.1 GHz e f = 10.8 GHz os modos MVB são observados com maior número de nós perpendicular a direção do campo aplicado que vão se desdobrando, com o aumento da frequência, em modos (n-DE) com linhas nodais paralelas a direção do campo aplicado.

Estes modos do tipo (n-MVB) aparentam corresponder aos modos observados em frequências acima do modo uniforme no espectro de absorção medido experimentalmente, apresentado na Figura 6.2.

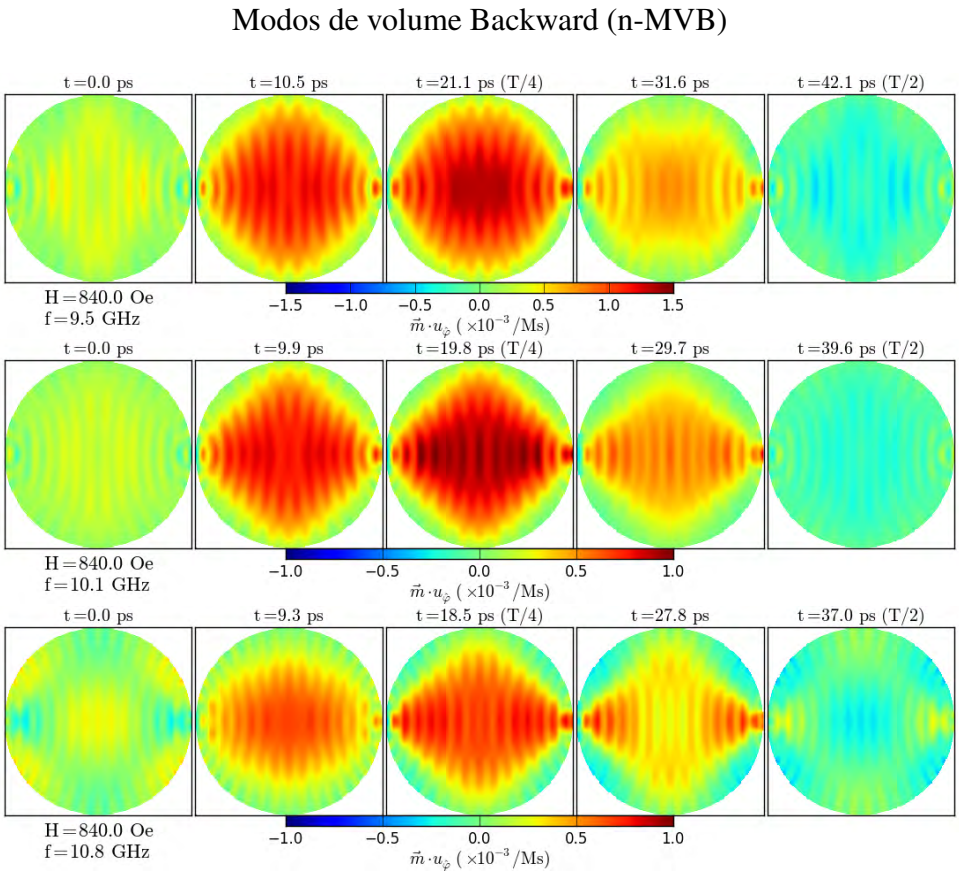


Figura 6.17: Evolução temporal da distribuição espacial da magnetização ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) dos modos (n-MVB) excitados em campo H = 840 Oe nas frequências f = 9.5 GHz, f = 10.1 GHz e f = 10.8 GHz.

Os modos em (V) excitados nas frequências $\mathrm{f} = 11.6\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 12.4\,\mathrm{GHz}$ apresentados na Figura 6.18 apresentam quantizações paralelas a direção do campo externo aplicado H e a magnetização estática. Observamos que com o aumento da frequência o numero de nós aumentam dentro do disco.

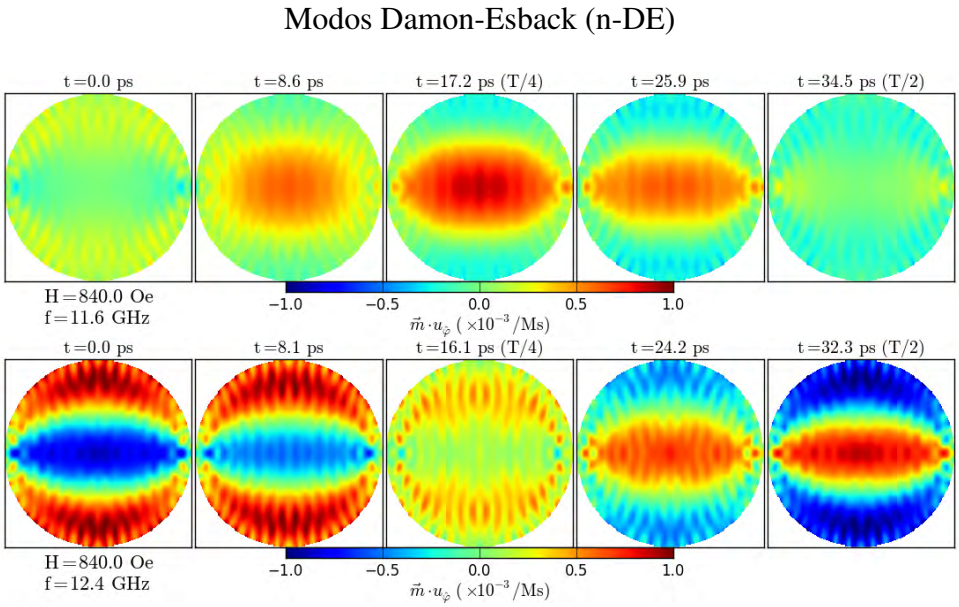


Figura 6.18: Evolução temporal da distribuição espacial da magnetização dinâmica da oscilação ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) dos modos (n-DE) excitados em campo $\mathrm{H} = 840\,\mathrm{Oe}$.

6.1.4 Conclusões parciais

O comportamento dinâmico de um arranjo de discos de Py com diâmetro d = 1μm e espessura $t = 50\,nm$ produzido por técnica de nanolitografia foi investigado por medidas experimentais de ressonância ferromagnética em banda larga usando a técnica de VNA-FMR. A resposta dinâmica da magnetização no estado vórtice magnético e no estado saturado foi revelado no espectro da potência absorvida em função do campo e frequência obtido.

Por meio da evolução temporal da magnetização em função da excitação do sistema magnético por um campo oscilante de radio frequência foi calculado o espectro de potência de absorção e observado a dinâmica dos modos excitados em cada campo e frequência medido

experimentalmente. O perfil do espectro de potência absorvida simulado foi congruente com o perfil do espectro medido, mas com uma escala de campo e frequência diferente.

Observamos a evolução dos modos com simetria azimutal excitados sobre o estado fundamental de vórtice e o seu desdobramento nas simulações, na qual se revelou de acordo com o modelo teórico que considera a hibridação dos modos azimutais de ondas de spins com o modo girotropico.

Os modos excitados no estado saturado da magnetização do disco revelam modos quantizados localizados perto das regiões das bordas dos discos (n-MB) devido a não homogeneidade do campo interno. Nas medidas experimentais estes modos foram detectados na região de frequência mais baixa. Modos de oscilação com estrutura nodal propagando perpendicular e paralelo ao campo aplicado e a magnetização estática, chamado de modos (n-MVB) e de modos (n-DE), respectivamente. Em adição, foram observados modos sem linha nodal excitado na região central do disco chamado de modo uniforme (MU). Nas medidas experimentais, o modo uniforme é detectado com bastante amplitude e em frequências maiores a este confirmamos a presença dos modos (n-MVB) e (n-DE).

Nossos resultados permitiram investigar a evolução dos modos de ondas de spins em sistemas periódicos de discos com a magnetização não saturada com vórtice magnético e com a magnetização saturada na direção do campo externo aplicado.

6.2 Arranjos de elipses

Neste capítulo são apresentados os resultados experimentais obtidos em estruturas periódicas magnéticas com geometria elíptica, assim como a análise destes com a ajuda da simulação micromagnética.

Serão apresentadas as medidas de absorção de micro-ondas de ressonância ferromagnética de banda larga e a curva de magnetização de arranjos periódicos quadrados de elipses ($2,4\,\mu$m $\times\, 1,4\,\mu$m) e espessura $t = 50\,nm$ de $\mathrm{Ni_{81}Fe_{19}}$ com diferentes espaçamento entre os elementos ao longo do eixo maior das elipses. Após, é discutido a relação entre o estado magnético remanente das elipses em função da direção do campo externo aplicado por medidas de MFM e em seguida são apresentados e discutidos os resultados de cada arranjo. Por último, são apresentados as simulações micromagnéticas das medidas de ressonância ferromagnética em banda larga e discutidos os perfis dos modos de ressonância excitados na elipse.

6.2.1 Orientação de saturação e remanência das elipses

Nesta parte do trabalho as caracterizações estáticas e dinâmicas das amostras foram realizadas em função da direção do campo magnético externo aplicado ao longo dos principais eixos das elipses. Este comportamento foi investigado por medidas de MFM que permite estabelecer a relação entre o estado de configuração micromagnética nas elipses com a orientação do campo externo utilizado para satura-las.

Os arranjos de elipses micrométricas de permalloy mostram configurações magnéticas de único vórtice e duplo vórtices. Segundo o trabalho apresentado por K. S. Buchanan et al. na referência [75], a configuração com duplo vórtice é mais provável na remanência após a saturação com o campo magnético em direção ao eixo maior.

As imagens de MFM das amostras foram obtidas a campo zero após aplicar um campo magnético de aproximadamente $800\,\mathrm{Oe}$ no plano ao longo dos dois eixos das elipses em determinadas regiões da rede. Na Figura 6.19 são apresentadas as imagens de MFM das configurações magnéticas com um único vórtice e com duplo vórtices e comparadas com imagens de simulação.

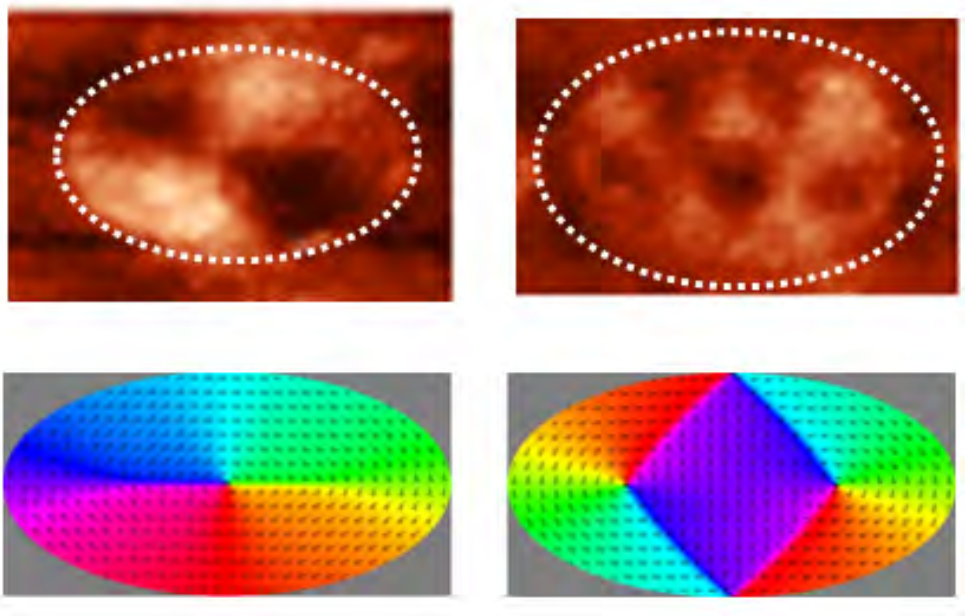


Figura 6.19: Imagens medidas de MFM de uma elipse de Py com configuração magnética vórtice com um núcleo (superior esquerdo) e com dois núcleos (superior direito).

Na figura 6.20 são mostradas as imagens topográficas e magnéticas em duas regiões diferentes de uma rede $2 \times 2\,\mathrm{mm}^2$ de elipses com dimensões de $2,4\,\mu\mathrm{m} \times 1,4\,\mu\mathrm{m}$ e distância entre as bordas dos elementos igual a $730\,\mathrm{nm}$.

As imagens magnéticas foram realizadas em duas regiões diferentes da amostra. Após saturar a amostra ao longo do eixo menor das elipses (eixo difícil) e voltar para o campo zero, observamos uma configuração magnética tipo vórtice simples na maior parte das elipses, como mostrado na Figura 6.20.

Ao repetir o mesmo procedimento ao longo do eixo maior das elipses (eixo fácil) encontramos uma quantidade maior das elipses com uma configuração magnética com dois vórtices e algumas elipses com um vórtice simples, como pode ser visto na Figura 6.21.

Esta relação entre a direção de saturação e o estado remanente encontrada na amostra é consistente com os resultados relatados na literatura para redes de elipses similares [75], [76].

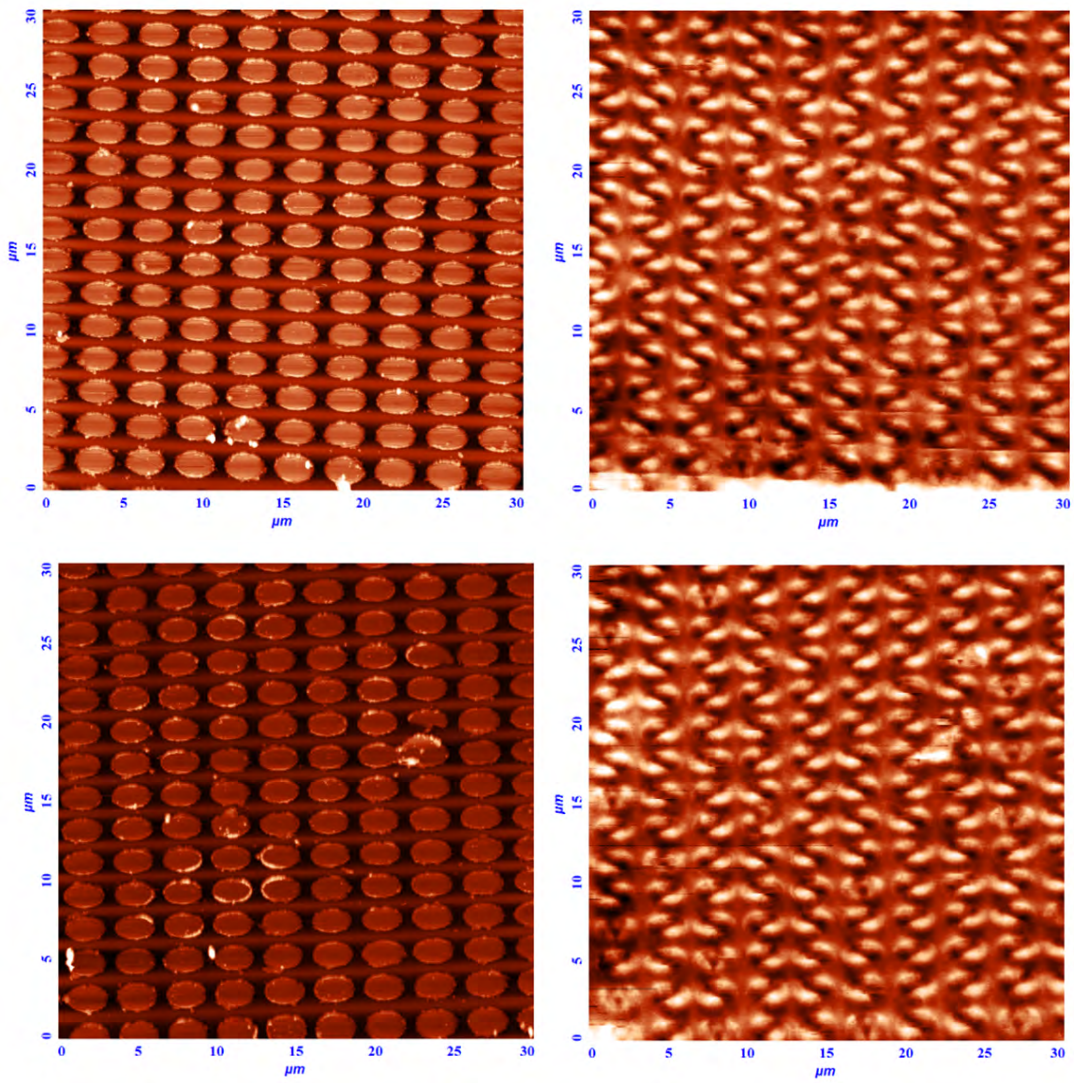


Figura 6.20: Imagens topográficas (esquerda) e magnéticas (direita) de uma rede de elipses na região escolhida 1 (superior) e em outra região escolhida 2 (inferior) medidas na remanência após saturarem um campo externo de 800 Oe no eixo menor.

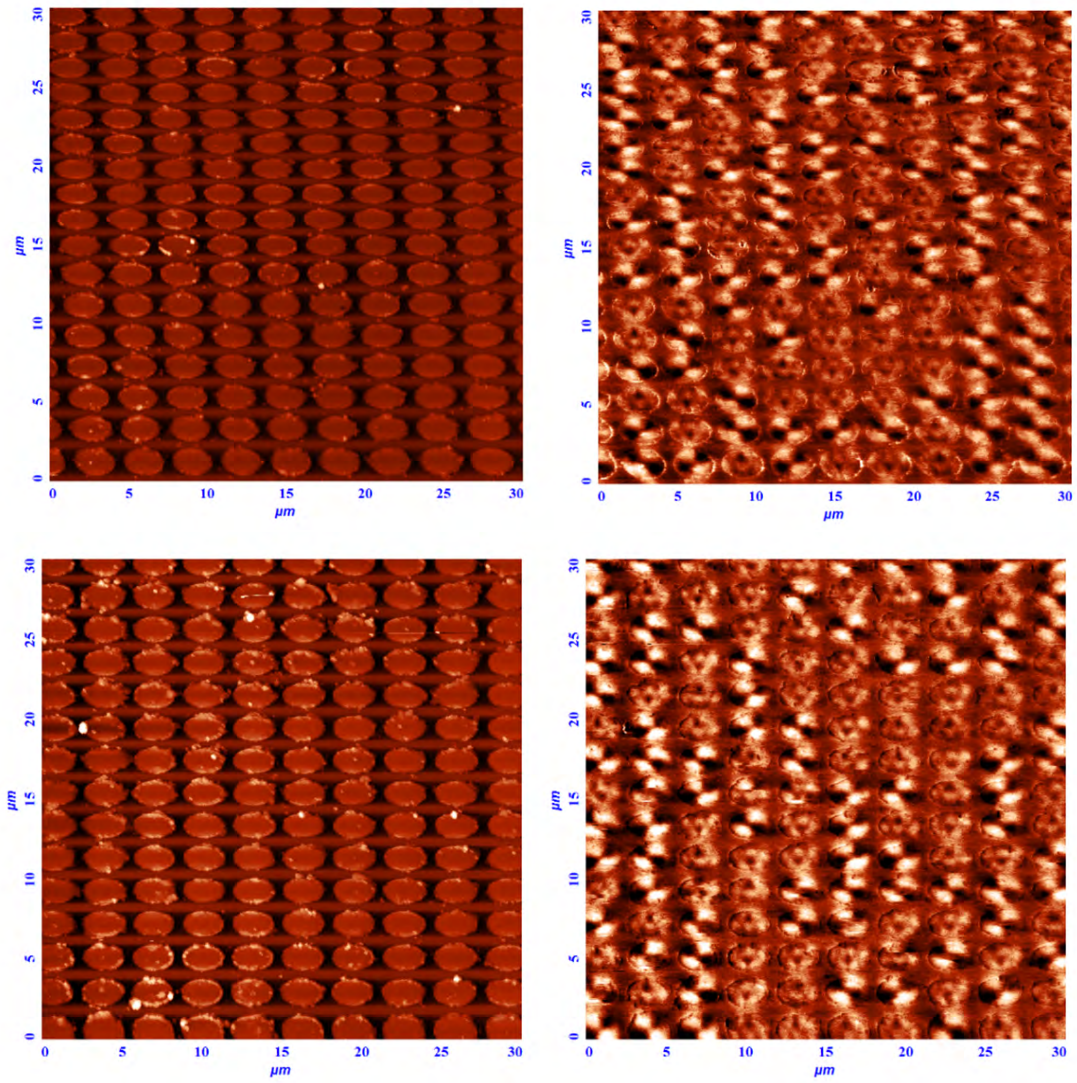


Figura 6.21: Imagens topográficas (esquerda) e magnéticas (direita) de uma rede de elipses na região escolhida 1 (superior) e em outra região escolhida 2 (inferior) medidas na remanência após saturarem um campo externo de 800 Oe no eixo maior.

6.2.2 Elipses de Permalloy 2.4 μm $\times$ 1.4 μm

Arranjos periódicos de elipses com dimensões do eixo maior igual a $2.4\,\mu$m e eixo menor igual $1.4\,\mu$m foram fabricados em uma área total de $2 \times 2\,\mathrm{mm}^2$ sobre um substrato de $\mathrm{Si}/\mathrm{SiO}_2$ usando litografia por feixe de elétrons e foi depositado por *magnetron sputtering* uma camada de 50 nm de $\mathrm{Ni}_{80}\mathrm{Fe}_{20}$ (Py) nas estruturas.

Os arranjos foram construídos com a distância entre as elipses ao longo do eixo menor mantida aproximadamente contante em torno de $640\,\mathrm{nm}$ e foi variado o espaçamento ao longo do eixo maior (L) das elipses em $730\,\mathrm{nm}$, $160\,\mathrm{nm}$ e $40\,\mathrm{nm}$, respectivamente para três amostras diferentes.

O deposito dos filmes de Py foi realizado usando uma fonte RF numa pressão de trabalho de $5\,\mathrm{mTorr}$ num fluxo de $50\,\mathrm{sccm}$ de Argônio (Ar), após ter sido atingida uma pressão base na câmara principal de $5 \times 10^{-8}\,\mathrm{Torr}$.

Para inspeção das amostras foram feitas imagens de MEV e são apresentadas as imagens das amostras com $\mathrm{L} = 730\,\mathrm{nm}$, na Figura 6.22, e das amostras $\mathrm{L} = 160\,\mathrm{nm}$ e $40\,\mathrm{nm}$, respectivamente na Figura 6.23.

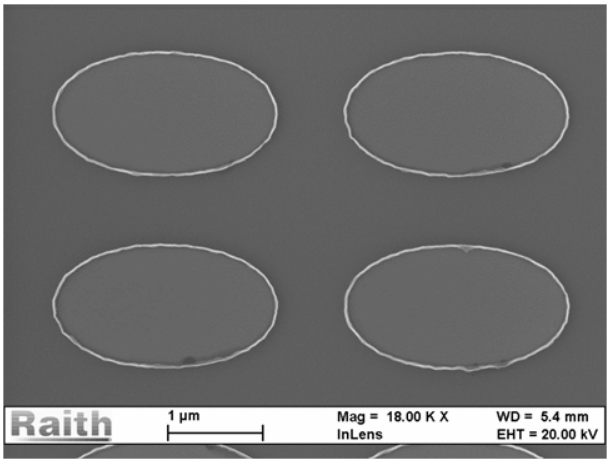


Figura 6.22: Imagem de microscopia eletrônica de varredura (MEV) do arranjo de elipses com dimensões $2,4\,\mu$m $\times$ $1,4\,\mu$m com espaçamento $\mathrm{L} = 730\,\mathrm{nm}$.

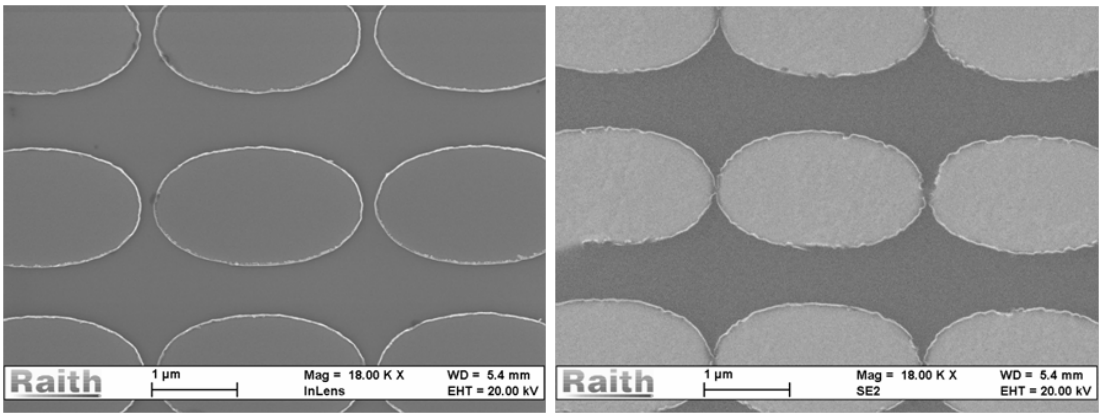


Figura 6.23: Imagens de microscopia eletrônica de varredura (MEV) dos arranjos de elipses com dimensões $2,4\,\mu$m $\times$ $1,4\,\mu$m com espaçamento ao longo do eixo maior $\mathrm{L} = 160\,\mathrm{nm}$ (esquerda) e $\mathrm{L} = 40\,\mathrm{nm}$ (direita), respectivamente.

Nestas imagens de MEV podemos ver que as elipses são bem definidas e espalhadas de forma uniforme sobre a área total de $2 \times 2\,\mathrm{mm}^2$. Além disso, são observados boas definições nas bordas das elipses, com exceção da amostra com espaçamento $\mathrm{L} = 40\,\mathrm{nm}$ que apresenta pequenas rugosidades nas bordas.

6.2.3 Curvas de magnetização $\mathrm{M} \times \mathrm{H}$

As curvas de magnetização $\mathrm{M} \times \mathrm{H}$ dos arranjos de elipses foram feitas a temperatura ambiente usando o AGFM, com campo magnético externo H aplicado ao longo do eixo maior das elipses (eixo fácil) e ao longo do eixo menor (eixo difícil). Na Figura 6.24 são apresentadas as curvas medidas em ambas configurações.

É possível observar diferenças qualitativas entre as curvas para os dois sentidos de campo aplicado. Portanto, a reversão da magnetização ocorre através de mecanismos diferentes. De acordo com as imagens de MFM, o estado remanente quando o campo externo é aplicado ao longo do eixo maior das elipses é um estado magnético com uma mistura de estados de vórtices simples e vórtices duplos mais dominado por este último, enquanto que aplicando o campo externo ao longo do eixo menor das elipses predominantemente é observado na remanência um estado magnético com só um vórtice.

A interação entre as elipses altera a anisotropia efetiva do sistema. Nas medidas feitas com

o campo aplicado na direção do maior eixo das elipses observamos alterações no forma da curva com a diminuição do espaçamento entre as elipses ao longo do eixo maior. A curva de magnetização das elipses acopladas apresenta um perfil de reversão da magnetização de forma mais abrupta e com alto campo coercivo.

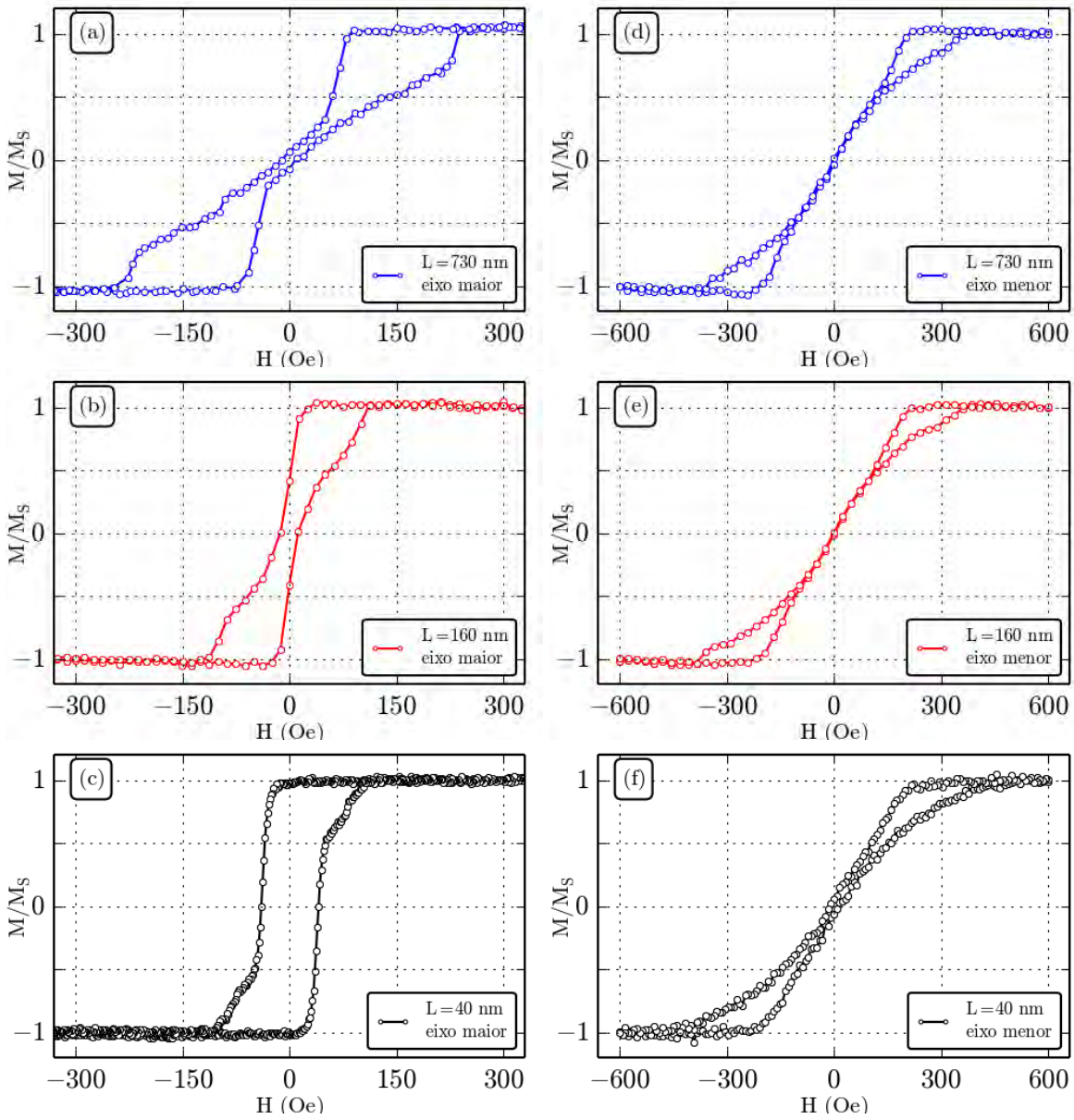


Figura 6.24: Curvas de magnetização medidas ao longo do eixo maior das elipses a), b) e c), respectivamente. Curvas de magnetização medidas ao longo do eixo menor das elipses d), e) e f), respectivamente.

6.2.4 Espectro de Absorção de FMR em banda larga

Nesta subseção são apresentados as medidas de ressonância ferromagnética de banda larga dos arranjos de elipses usando a técnica de VNA-FMR com o campo externo H aplicado na direção do eixo maior e menor das elipses.

Os espectros de absorção $(\mathrm{P\ vs.\ H\ vs.\ f})$ foram obtidos variando o campo externo DC de $\mathrm{H} = -800\,\mathrm{Oe}$ a $\mathrm{H} = +800\,\mathrm{Oe}$ com passos de $1.2\,\mathrm{Oe}$ e varrendo a frequência em $1\,\mathrm{GHz}$ até $10\,\mathrm{GHz}$ com passos de frequência de $10\,\mathrm{MHz}$.

As amostras foram posicionadas sobre a guia de onda coplanar e as medidas dinâmicas foram realizadas em duas configurações de campos diferentes:

(1) com o campo de rádio frequência $\mathrm{h_{rf}}$ aplicado no plano da amostra e na direção perpendicular ao campo magnético externo H ($\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{H}$);

(2) com campo $\mathrm{h_{rf}}$ aplicado na mesma direção do campo magnético externo H ($\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{H}$). Em ambas configurações foram realizadas medidas ao longo dos eixos maior e menor das elipses, como é ilustrado na Figura 6.25.

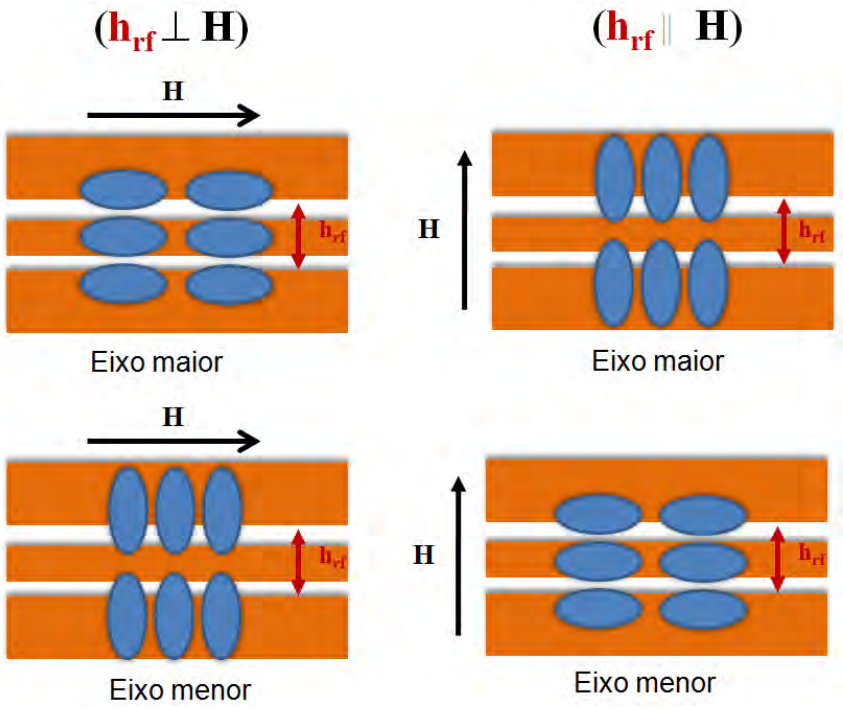


Figura 6.25: Ilustração das configurações das medidas dinâmicas realizadas com $\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{H}$ (esquerda) e $\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{H}$ (direita) tanto no eixo maior (superior) como no eixo menor (inferior) das elipses.

Do mesmo modo que nos discos, os espectro de absorção de FMR dos arranjos de elipses seguem as características das medidas estáticas. Para o caso das elipses, a reversão da magnetização pode se dar por meio da nucleação de um ou mais vórtices em função da sua geometria. Portanto, oferecem a possibilidade de investigar a dinâmica de um vórtice, de um par de vórtices [75], [76] e também de um vórtice-antivórtice-vortice [77].

Na Figura 6.26 são apresentados os espectros $(\mathrm{P\,vs.\,H\,vs.\,f})$ medidos nas duas configurações de medida com o campo H ao longo do eixo maior das elipses. Estes espectros foram obtidos após saturar as elipses ao longo do eixo maior, logo são associados a uma configuração magnética na remanência de um par de vórtices. Os espectros do lado esquerdo da figura foram medidos na configuração ($\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{h}$) e os espectros do lado direito foram medidos na configuração ($\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{H}$).

Os espectros revelam em ambas configurações a evolução dos modos excitados nos estados magnéticos dentro das elipses, começando pelo estado estável com dois do vórtice (2V) e abruptamente passa para o estado saturado (S) da magnetização.

Os modos de ressonância excitados na região de campo entre o campo de nucleação $\mathrm{H_n}$ e o campo de aniquilação $\mathrm{H_{an}}$, ($\mathrm{H_n} < \mathrm{H} < \mathrm{H_{an}}$), associados ao estado fundamental com dois vórtices não são bem definidos. Como picos de ressonância, isto pode indicar a presença de múltiplos modos de ressonância muito próximos uns dos outros. Além disso, observamos que esta região diminui com acoplamento entre as elipses e a perfil do espectro passa a ser semelhante a de um estado mais uniforme, como também observado na medida estática da amostra com $\mathrm{L} = 40\,\mathrm{nm}$.

Os campos de $\mathrm{H_n}$ e $\mathrm{H_{an}}$ não são alterados pela configuração do campo $\mathrm{h_{rf}}$. Na parte saturada da magnetização com $\mathrm{h_{rf\parallel}}$ temos um ramo de ressonância bem definido associado a precessão uniforme e um modo em frequências maiores, no qual é mais definido nos arranjos de elipses com menor espaçamento. Com $\mathrm{h_{rf\parallel}}$, além do ramo de ressonância bem definido podemos ver em altas frequências mais dois modos excitados com intensidade mais fraca que vão ficando mais próximos com o acoplamento.

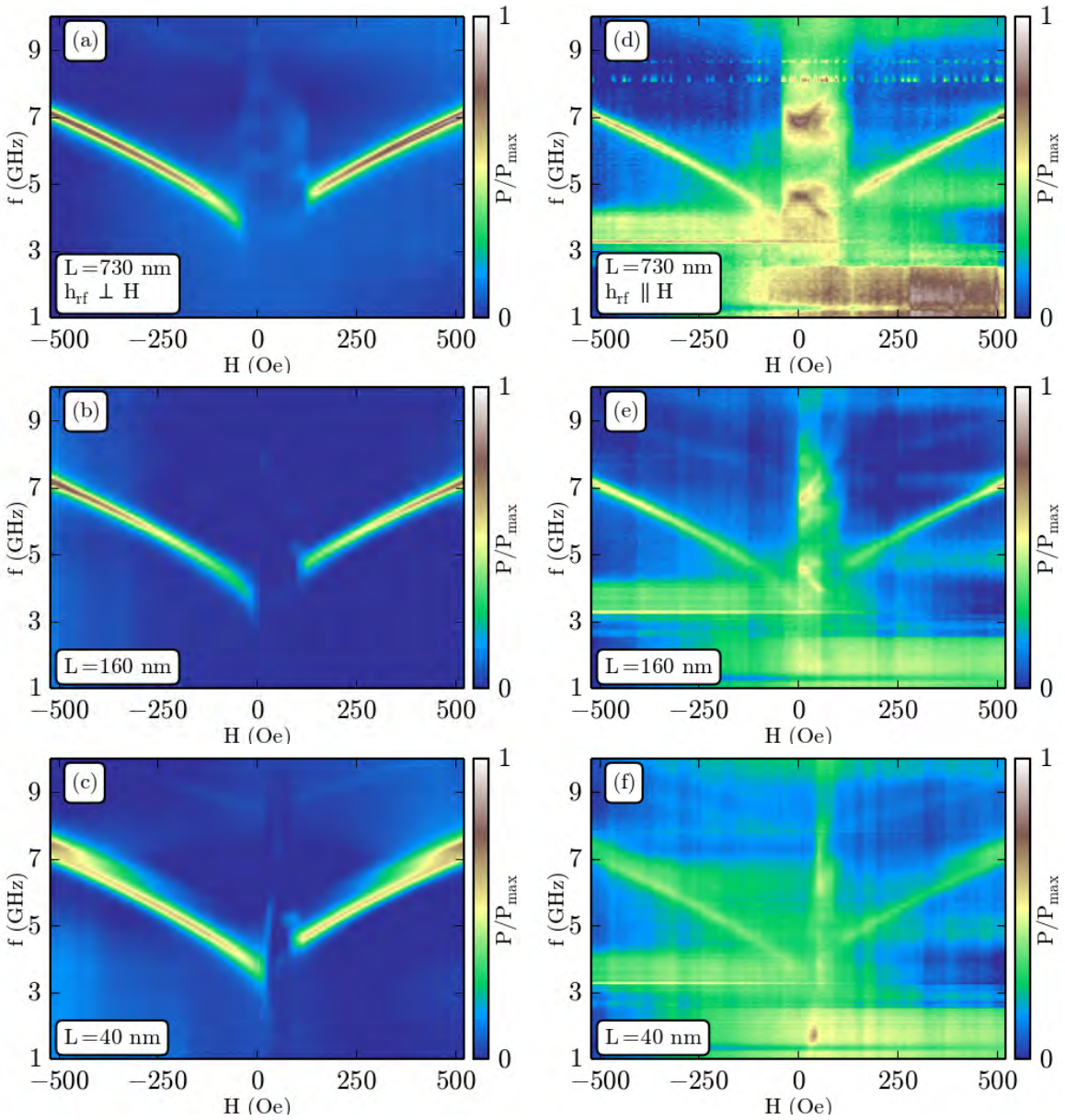


Figura 6.26: Espectros de absorção medidos com o campo H longitudinal ao eixo maior das elipses com a configuração ($h_{rf} \perp H$) e ($h_{rf} \parallel H$) das amostras com a distância $L = 730\,nm$, $160\,nm$ e $40\,nm$, respectivamente.

A interação entre as elipses altera o campo desmagnetizante efetivo dos arranjos e modifica a inclinação da relação de dispersão do modo uniforme, uma vez que esta é associada as anisotropias presentes na amostra. A figura 6.27 mostra o perfil de absorção dos modos uniformes das três amostras para campo fixo $\mathrm{H} = 200\,\mathrm{Oe}$ no qual as amostras estão saturadas. Observando o pico da amostra com menor espaçamento L, verifica-se que em frequências próximas a este aparecem outros picos de ressonância. Isto pode indicar uma coleção de picos de ressonâncias com frequências próximas e observamos uma largura de linha maior neste pico.

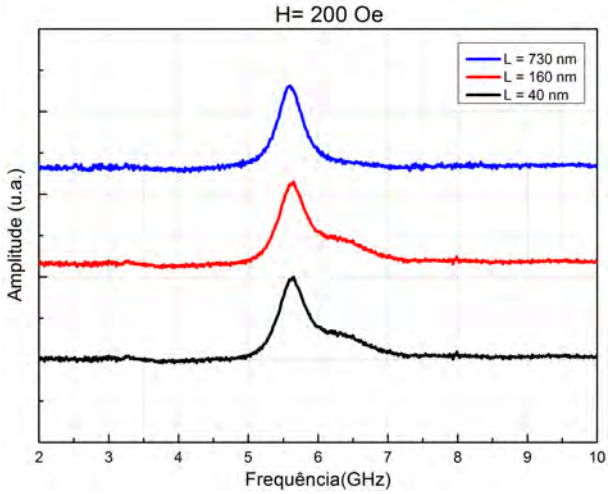


Figura 6.27: Perfil de absorção do modo uniforme para campo fixo $\mathrm{H} = 200\,\mathrm{Oe}$ das amostras com a distância $\mathrm{L} = 730\,\mathrm{nm}$, $160\,\mathrm{nm}$ e $40\,\mathrm{nm}$ medido na configuração ($\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{h}$)

Na Figura 6.28 são apresentados os espectros $(\mathrm{P\ vs.\ H\ vs.\ f})$ medidos nas duas configurações de medida com o campo H ao longo do eixo menor das elipses. Estes espectros foram obtidos após saturar as elipses ao longo do eixo menor, logo são associados com um só vórtice. Os espectros do lado esquerdo da figura foram medidos na configuração ($\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{h}$) e os espectros do lado direito foram medidos na configuração ($\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{H}$).

Os picos de absorção dos modos de ressonância excitados na região de campo entre $\mathrm{H_n} < \mathrm{H} < \mathrm{H_{an}}$ associados ao estado fundamental com um vórtice são relativamente definidos, porém são distintos em relação ao tipo de configuração do campo $\mathrm{h_{rf}}$ nas medidas.

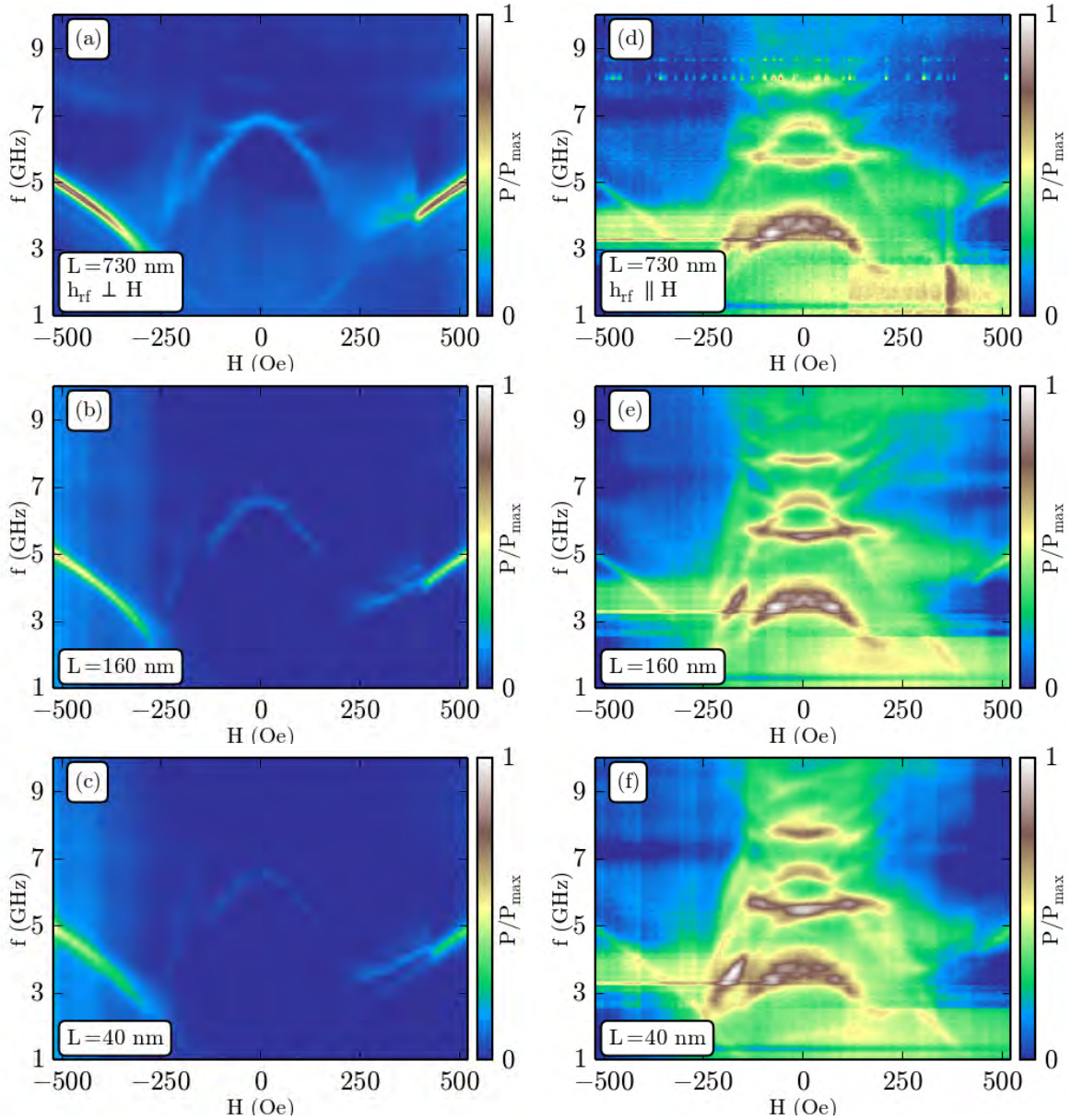


Figura 6.28: Espectros de absorção medidos com o campo H aplicado transversal ao eixo maior das elipses com a configuração ($h_{rf} \perp H$) e ($h_{rf} \parallel H$) das as amostras com a distância $L = 730\,nm$, $160\,nm$, $40\,nm$, respectivamente.

Na Figura 6.29 são apresentados os perfis de absorção dos modos para os campos fixos $H = 0\,Oe$ e $H = 300\,Oe$. Para $H = 0\,Oe$ é observado o mesmo perfil de absorção em todas as amostras, mas os picos vão se deslocando para frequências menores quando a distância entre as elipses é mais próxima. Isto implica que para o estado vórtice, as elipses mais próximas diminuem a energia total dos sistema.

Para $H = 300\,Oe$ é observado diferença no perfil de absorção nas amostras com L menor devido a interação entre as elipses alterar o campo desmagnetizante efetivo dos arranjos. No perfil aparecem outros picos de ressonâncias com largura de linha maior que aparentam se deslocarem para frequências menores.

$(h_{rf} \perp h)$

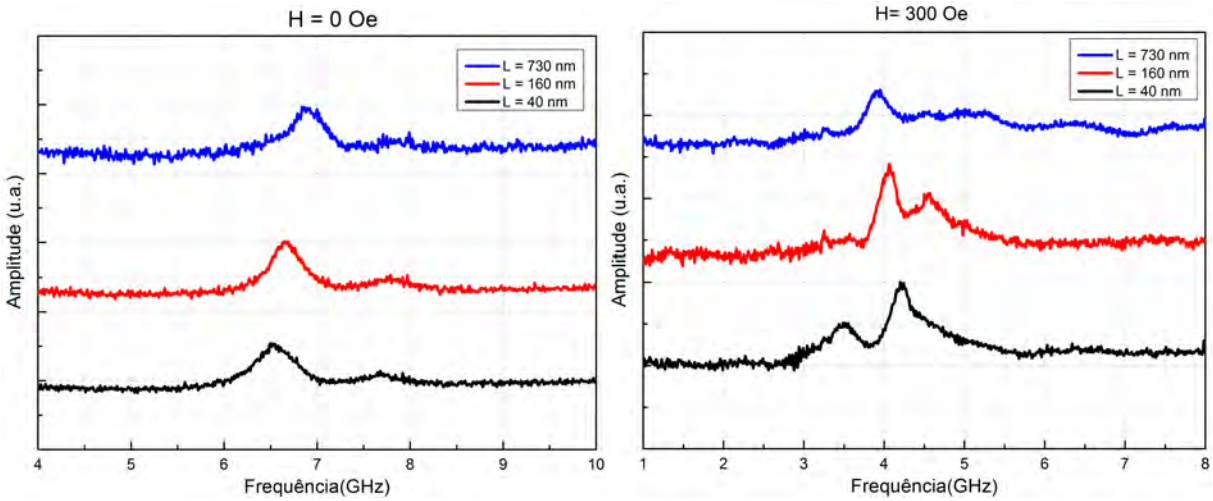


Figura 6.29: Perfil de absorção dos modos excitados em campos fixos $H = 0\,Oe$ e $H = 300\,Oe$ das amostras com a distância $L = 730\,nm$, $160\,nm$ e $40\,nm$ medido na configuração $(h_{rf} \perp h)$.

6.2.5 Simulação Micromagnética

Usando o programa de simulação micromagnética MuMax3 obtemos detalhes sobre os modos excitados na elipse nas mesmas condições das medidas realizadas experimentalmente.

O sistema simulado foi uma elipse de Permalloy com dimensões de $2.4\,\mu$m $\times$ $.,4\,\mu$m e espessura $\mathrm{t} = 50\,\mathrm{nm}$. O sistema foi discretizado em células individuais com tamanho aproximado de $7 \times 7 \times 50$ nm^3 e foram utilizados as constantes magnéticas: magnetização de saturação $\mathrm{M_s} = 800 \times 10^3\,\mathrm{A/m}$, contante de rigidez de troca A =1.3 $\times 10^{-11}$ (J/m) e a constante de damping de Gilbert $\alpha = 0.02$.

Foram simulados dois tipos de configurações do vórtice magnético em uma elipse: um vórtice simples com um único núcleo e circulação no sentido anti-horário e polarização positiva; e um vórtice duplo com dois núcleos com circulações em sentidos contrários e polarização iguais. Para o caso de uma elipse com um vórtice simples foram simulados as duas configurações campos $\mathrm{h_{rf\perp}}$ e $\mathrm{h_{rf\parallel}}$ e no caso da elipse com um par de vórtices foi simulado somente a configurações de medida $\mathrm{h_{rf\parallel}}$, como está ilustrado na Figura 6.30.

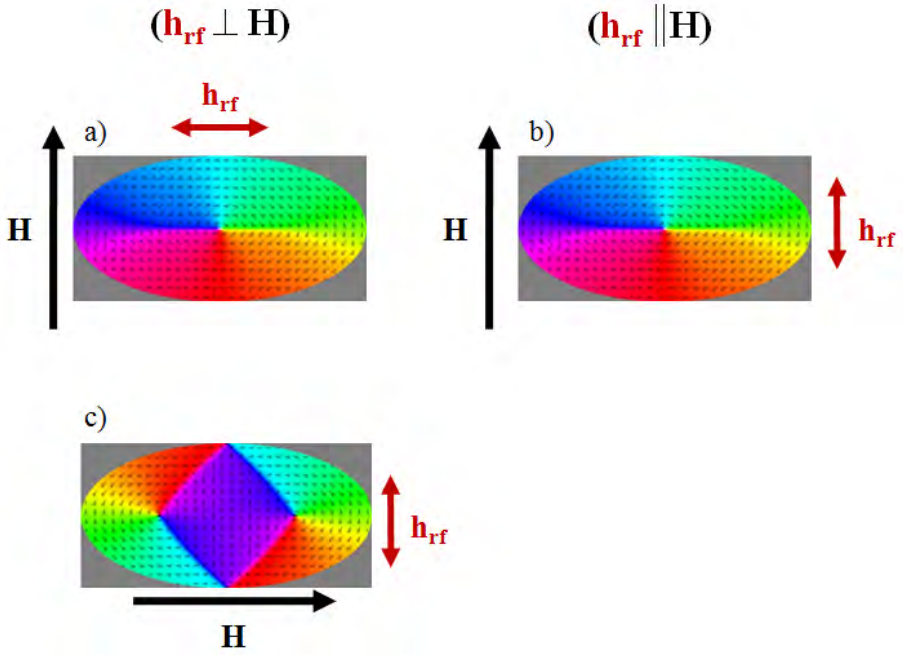


Figura 6.30: Configurações do vórtice magnético simulados em uma elipse. Um só vórtice com circulação no sentido anti-horário e polarização positiva simulado com configuração de campo $\mathrm{h_{rf\perp}}$(a) e simulado com configuração de campo $\mathrm{h_{rf\parallel}}$ (b); um duplo vórtice com circulações em sentidos contrários e polarização iguais simulado com configuração de campo $\mathrm{h_{rf\perp}}$ (c).

Elipses com vórtice simples ($\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{H}$)

A partir de uma configuração de equilíbrio inicial de vórtice simples com um único núcleo dentro da elipse de Py um campo magnético estático H foi aplicado no plano da elipse e na direção do eixo seu eixo menor (ver Figura 6.30.a)) variando de 0 até $1000\,\mathrm{Oe}$ com passos de $20\,\mathrm{Oe}$.

Para cada campo estático, o sistema foi excitado com um campo magnético oscilante $\mathrm{h_{rf}}$ aplicado no plano e perpendicular a direção do campo H variando a frequência de $2\,\mathrm{GHz}$ até $10\,\mathrm{GHz}$ com passos de $20\,\mathrm{MHz}$.

Na Figura 6.31 são apresentados os espectro de absorção $(\mathrm{P\ vs.\ H\ vs.\ F})$ da amostra com espaçamento $\mathrm{L} = 730\,\mathrm{nm}$ medido experimentalmente e o espectro simulado para uma elipse de Py. Em todos os caso que foram simulados apenas uma única elipse e não estamos levando em consideração uma interação entre os elementos de uma rede. No espectro de absorção calculado os modos são excitados em valores de frequência bem próximos aos observados experimentalmente, no entanto é observado uma diferença em entre os valores dos campos.

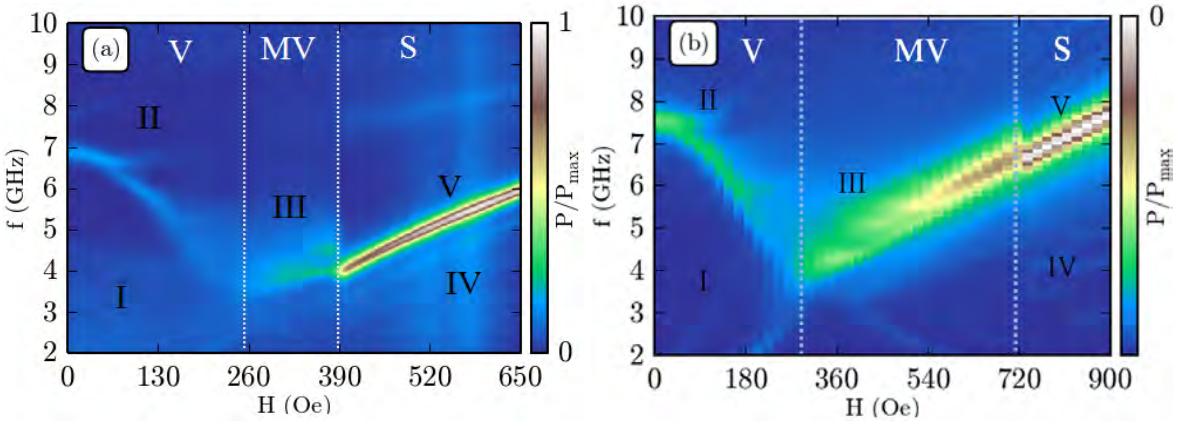


Figura 6.31: (a) Espectro de absorção $(\mathrm{P\ vs.\ H\ vs.\ F})$ da amostra com espaçamento $\mathrm{L} = 730\,\mathrm{nm}$ medido experimentalmente na configuração de campo ($\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{H}$) e o (b) espectro simulado para uma elipse de Py com dimensões de $2.4\,\mu\mathrm{m} \times 1.4\,\mu\mathrm{m}$ e espessura $\mathrm{t} = 50\,\mathrm{nm}$ na configuração de campo ($\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{H}$).

O perfil dos modos excitados vistos no espectro medido experimentalmente são bem reproduzidos na simulação. Na região (V), em ambos os espectros são observados os modos em baixas frequências identificado como modos (I) evoluindo em duas partes separadas. Em altas frequências são observados modos identificado como modos (II) com um perfil de evolução parabólica em que a frequência decai com o campo.

Na região (MV) são observados vários modos na região central do espectro com um certa intensidade em que identificamos como modos (III) e modos excitados com amplitude menor em baixas frequências. Na região (S) são observados os modos em baixas frequências identificado como modos (IV), o modo uniforme com uma amplitude alta identificado como modo (V) e alguns modos excitados em frequências superiores ao este, que são identificados como modos (VI).

A seguir são apresentados e discutidos as oscilações dos modos de ressonância excitados dentro da elipse. Em campos específicos destacaremos os modos (I), (II), (III),(IV), (V) e (VI) marcados nos espectros.

- Modos de excitação sobre o estado vórtice

Na figura 6.32 são apresentados os dados simulados sobre o estado fundamental de vórtice a campo $\mathrm{H} = 0$. Dois principais modos excitados são observados em frequências $\mathrm{f} = 3\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 7.5\,\mathrm{GHz}$, onde este último aparenta corresponder ao observado experimentalmente.

Na Figura 6.33, podemos ver detalhes da evolução temporal em meio período da distribuição espacial da magnetização dinâmica da oscilação ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) no plano da amostra, simulada na frequência $\mathrm{f} = 7.5\,\mathrm{GHz}$.

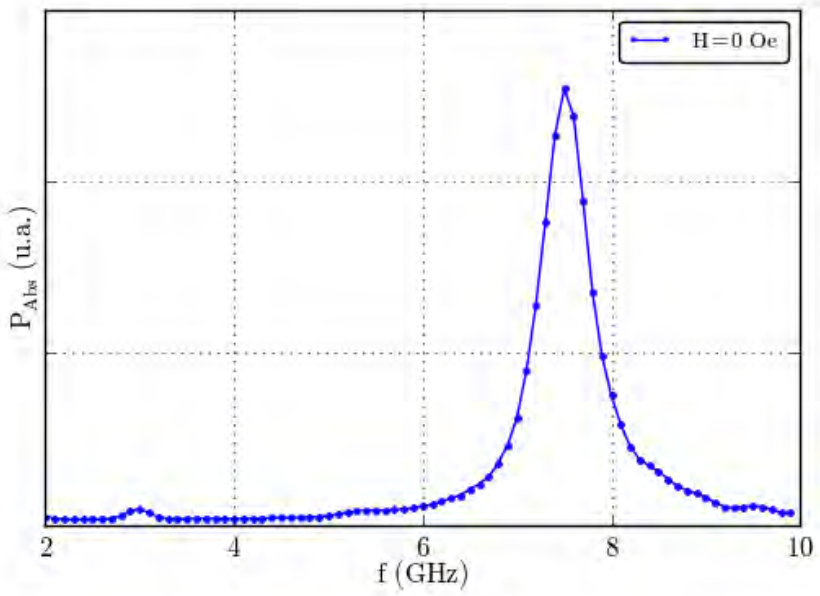


Figura 6.32: Perfil de potência absorvida simulado no campo $\mathrm{H} = 0$.

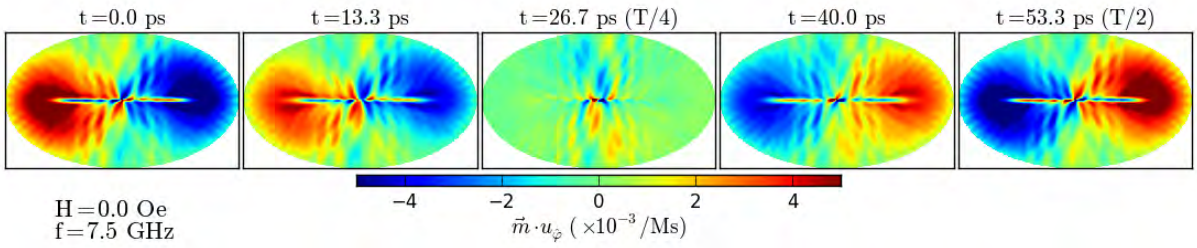


Figura 6.33: Evolução temporal em meio período da distribuição espacial da magnetização dinâmica ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) no plano da amostra simulada na frequência $\mathrm{f} = 7.5\,\mathrm{GHz}$.

Em $\mathrm{H} = 0$ o núcleo do vórtice está no centro da elipse e a sua magnetização perpendicular quebra em duas parte a oscilação dentro da elipse. Além disso, devido a quebra de simetria circular na elipse a evolução temporal da magnetização dinâmica dos modos excitados é estática.

Os modos excitados em campo nulo nesta configuração de campo são localizados predominantemente nas extremidades ao longo do eixo maior da elipse, onde a magnetização estática local fica perpendicular a direção de excitação , como representado na Figura 6.34.

Olhando em referência a magnetização local na direção do vetor u_{φ}, a amplitude e fase das

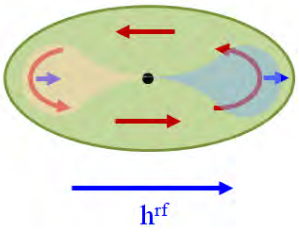


Figura 6.34: Ilustração dos modos de excitação em uma elipse a campo nulo

oscilações dos modos são apresentadas na Figura 6.35. A magnetização oscila com amplitude positiva nas duas extremidades e em fases diferentes.

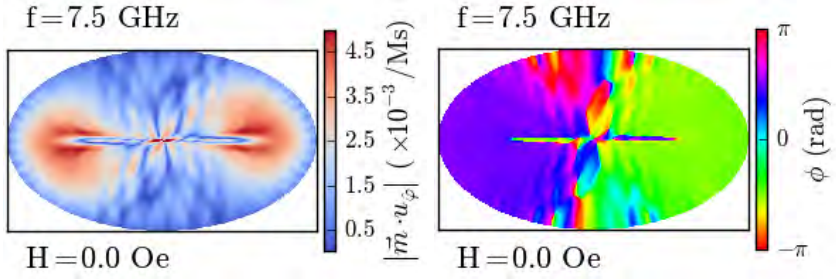


Figura 6.35: Amplitude e fase da oscilação da magnetização ($\vec{m}\cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) na frequência $\mathrm{f} = 7.5\,\mathrm{GHz}$ em campo nulo.

⋆ **Modos I**

Os modos de ressonância em I evoluem com o campo se desdobrando em dois seguimentos, como pode ser visto no perfil de absorção em baixas frequências dos campo $\mathrm{H} = 0$, $\mathrm{H} = 20\,\mathrm{Oe}$ e $\mathrm{H} = 40\,\mathrm{Oe}$ apresentado na Figura 6.36.

Em $\mathrm{H} = 0$ observamos um modo excitado com um pico em $\mathrm{f} = 3.0\,\mathrm{GHz}$. Em $\mathrm{H} = 20\,\mathrm{Oe}$ dois principais modos são excitados com picos em $\mathrm{f} = 2.8\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 3.2\,\mathrm{GHz}$. O mesmo acontece em $\mathrm{H} = 40\,\mathrm{Oe}$, onde dois modos também são excitados com picos em $\mathrm{f} = 2.6\,\mathrm{GHz}$ e o segundo em $\mathrm{f} = 3.4\,\mathrm{GHz}$.

O perfil do modo excitado em campo nulo apresenta uma simetria em relação ao centro com uma estrutura de nós que partem do centro até as extremidades da elipse na direção azimutal.

Para campos $\mathrm{H} > 0$ aplicado na direção do eixo menor da elipse, o núcleo do vórtice se desloca na direção do eixo maior da amostra quebrando a simetria em relação ao centro da elipse.

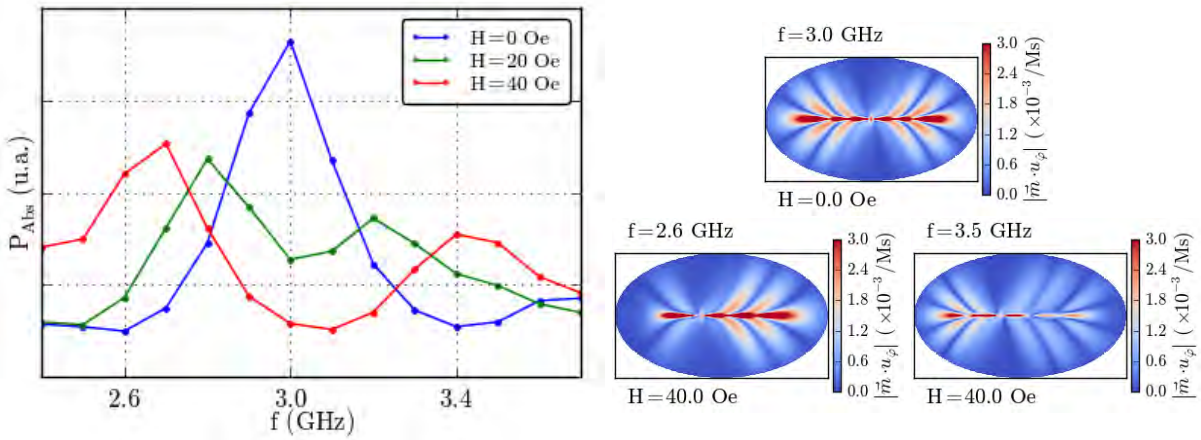


Figura 6.36: (Esquerda) Perfil de absorção simulado nos campos $H = 0$, $H = 20\,Oe$ e $H = 40\,Oe$.(Direita) Perfil dos modos de oscilação excitados em $H = 0$ na frequência $f = 3\,GHz$, em $H = 40\,Oe$ nas frequências $f = 2.6\,GHz$ e $f = 3.5\,GHz$.

Como resultado obtemos uma região próxima ao núcleo do vórtice e outra região com spins orientados na direção do campo externo. Estas duas regiões agora tem ressonância para o mesmo modo de oscilação, em frequências diferentes.

Em síntese, quando em equilíbrio as duas regiões ao lado do núcleo do vórtice oscilam na mesmas condições formando um único pico de ressonância para o mesmo modo de oscilação. No entanto, quando núcleo é deslocado, as ressonância de cada região acontecem em frequências diferentes, o que é observado como desdobramento do pico único de ressonância. quanto maior seja a assimetria entre as duas regiões maior será a diferença de frequência, fato este observado na Figura 6.36.

⋆ **Modos II**

Nos espectros os modos de ressonância em II evoluem com o campo caindo em frequência. Entre as frequências $\mathrm{f} = 7\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 8\,\mathrm{GHz}$ observamos no espectro modos se desdobrando para fora e para cima. Isto é repetido entre as frequências $\mathrm{f} = 5\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 6\,\mathrm{GHz}$.

Analisando o perfil de absorção em altas frequências para os campos $\mathrm{H} = 0$, $\mathrm{H} = 60\,\mathrm{Oe}$, $\mathrm{H} = 120\,\mathrm{Oe}$ e $\mathrm{H} = 180\,\mathrm{Oe}$, apresentado na Figura 6.37, observa-se que em $\mathrm{H} = 0$ há um único pico em $\mathrm{f} = 7.5\,\mathrm{GHz}$, para $\mathrm{H} = 60\,\mathrm{Oe}$, surgem dois modos principais que são excitados com picos em $\mathrm{f} = 7.1\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 7.4\,\mathrm{GHz}$. O mesmo acontece em $\mathrm{H} = 120\,\mathrm{Oe}$, onde dois modos também são excitados com picos em $\mathrm{f} = 6.5\,\mathrm{GHz}$ com amplitude alta e o segundo em $\mathrm{f} = 7.5\,\mathrm{GHz}$ com amplitude baixa. Em $\mathrm{H} = 180\,\mathrm{Oe}$ observamos um pico mais largo em $\mathrm{f} = 5.8\,\mathrm{GHz}$.

Da mesma maneira que os modos I , o perfil do modo excitado em campo nulo apresenta uma simetria em relação ao centro, porém sem a presença de uma estrutura nodal definida. Para campos $\mathrm{H} > 0$ o núcleo do vórtice começa a deslocar-se ao longo do eixo maior da elipse e os modos perdem sua simetria em relação ao centro. Este deslocamento observado da frequência media dos picos pode estar associado a variação da energia desmagnetizante devido ao deslocamento do núcleo do vórtice.

Pelo perfil dos modos excitados em $\mathrm{H} = 60\,\mathrm{Oe}$, o modo excitado em $\mathrm{f} = 7.1\,\mathrm{GHz}$ é localizado predominantemente na região maior da elipse, enquanto o modo excitado em $\mathrm{f} = 7.4\,\mathrm{GHz}$ é localizado predominantemente na região menor perto do núcleo. Comportamento simular aos modos I a amplitude dos picos de ressonância também vai variando com a área da região oscilando. A região com menor área absorvem menor energia do campo $\mathrm{h_{rf}}$.

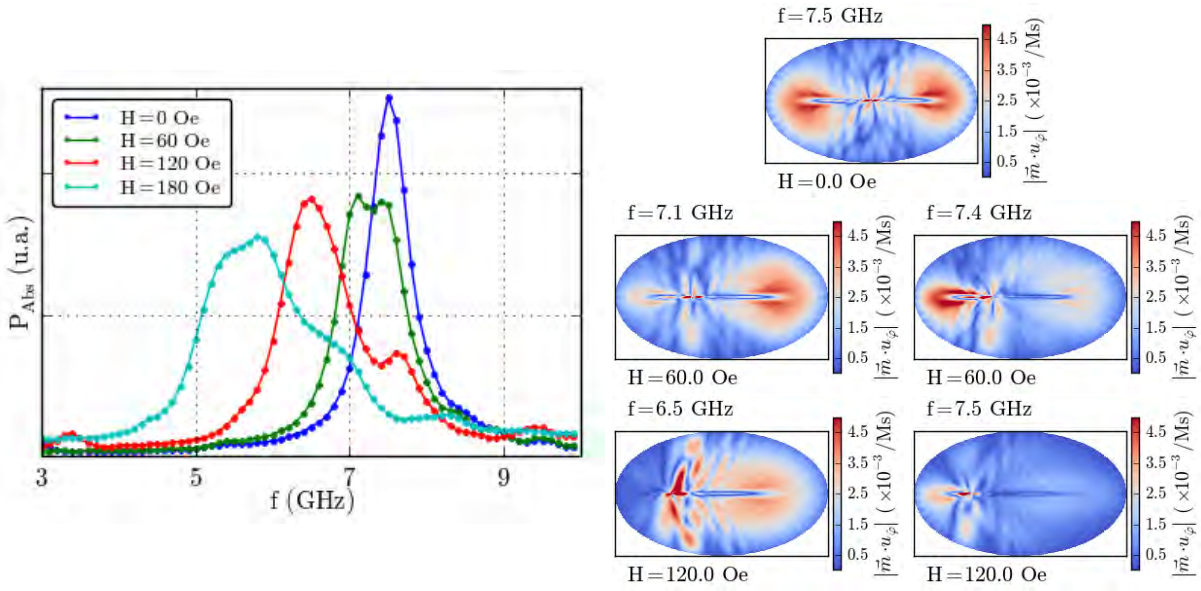


Figura 6.37: (Superior) Perfil de absorção simulado nos campos $H = 0$, $H = 60\,Oe$,$H = 120\,Oe$ e $H = 18\,Oe$.(Inferior) Perfil dos modos de oscilação excitados em $H = 0$ na frequência $f = 7.5\,GHz$, em $H = 60\,Oe$ nas frequências $f = 7.1\,GHz$ e $f = 7.4\,GHz$ e em $H = 120\,Oe$ nas frequências $f = 6.5\,GHz$ e $f = 7.5\,GHz$.

- Modos de excitação sobre o estado metaestável (MV)

No estado metaestável (MV) o núcleo do vórtice está predominantemente deslocado do centro da elipse e os modos excitados são localizados principalmente fora do núcleo do vórtice e estão relacionados a magnetização estática na direção campo externo.

Na figura 6.38 são apresentados os dados simulados sobre o estado obre o estado metaestável do vórtice entre os em campos fixos de $\mathrm{H} = 300$ até $\mathrm{H} = 700\,\mathrm{Oe}$.

Os principais modos evoluem com a frequência e amplitude dos picos de maneira crescente. Para os campos $\mathrm{H} = 600\,\mathrm{Oe}$ e $\mathrm{H} = 700\,\mathrm{Oe}$ são excitados modos em $\mathrm{f} = 6\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 6.6\,\mathrm{GHz}$, respectivamente. Também são observados em modos nas frequências menores $\mathrm{f} = 2.7\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 2.2\,\mathrm{GHz}$ com picos com baixa amplitude. Para $\mathrm{H} = 400\,\mathrm{Oe}$ dois modos principais são excitados em $\mathrm{f} = 4.4\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 5.0\,\mathrm{GHz}$, enquanto que em $\mathrm{H} = 300\,\mathrm{Oe}$ um modo principal é excitado com um pico mais largo.

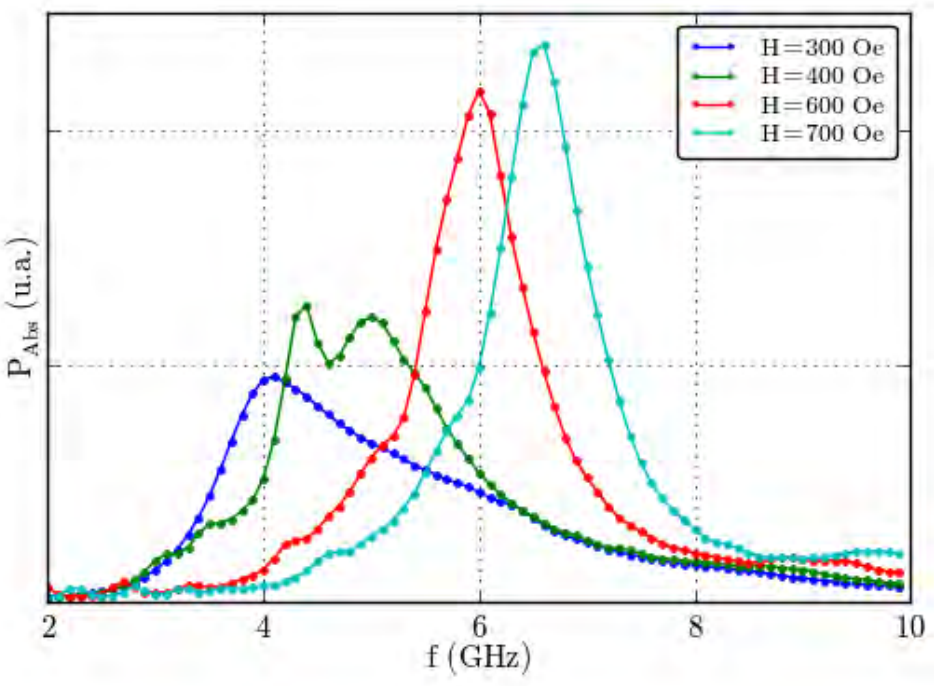


Figura 6.38: Perfil de absorção simulado nos campos $\mathrm{H} = 300\,\mathrm{Oe}$, $\mathrm{H} = 400\,\mathrm{Oe}$,$\mathrm{H} = 600\,\mathrm{Oe}$ e $\mathrm{H} = 700\,\mathrm{Oe}$

⋆ **Modos III**

Na Figura 6.39, podemos ver em detalhes a distribuição espacial da magnetização dinâmica da amplitude de oscilação ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) dos modos de oscilação simulados nos campos $\mathrm{H} = 400\,\mathrm{Oe}$ na frequência $\mathrm{f} = 4.4\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 5.0\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{H} = 600\,\mathrm{Oe}$ na frequência $\mathrm{f} = 6.0\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{H} = 700\,\mathrm{Oe}$ na frequência $\mathrm{f} = 6.6\,\mathrm{GHz}$.

Os modos excitados no estado MV são localizados principalmente fora do núcleo do vórtice e estão relacionados a oscilação da magnetização estática em referencia ao vetor $u_{\hat{\varphi}}$ na direção do menor eixo da elipse (direção do campo externo aplicado).

Observamos uma padrão nodal se propagando perpendicular na direção do eixo menor. As linhas nodal aumentam conforme o aumento da frequência e do campo. Estes modos são caracterizados como modos (n-MVB).

Modos (n-MVB)

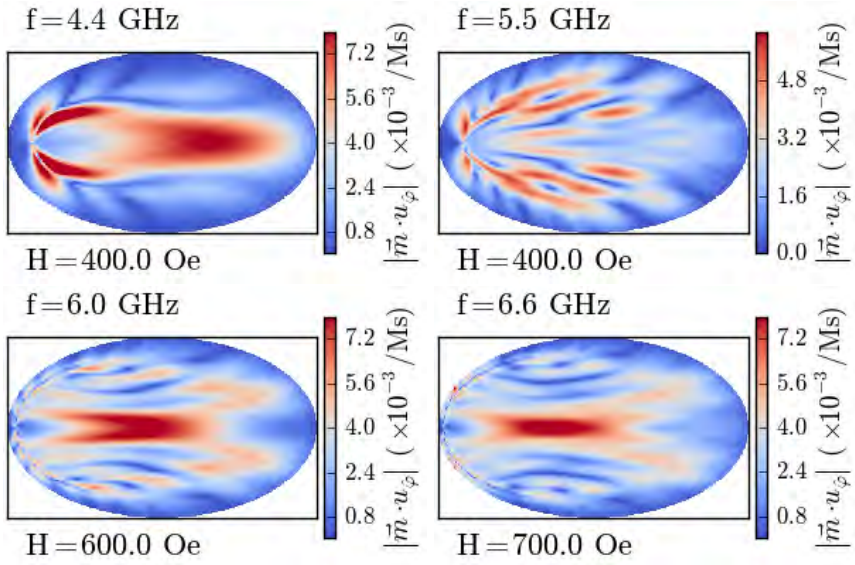


Figura 6.39: Perfis dos modos de oscilação excitados em $\mathrm{H} = 400\,\mathrm{Oe}$ nas frequências $\mathrm{f} = 4.4\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 5.0\,\mathrm{GHz}$, em $\mathrm{H} = 600\,\mathrm{Oe}$ na frequência $\mathrm{f} = 6\,\mathrm{GHz}$ e em $\mathrm{H} = 700\,\mathrm{Oe}$ na frequência $\mathrm{f} = 6.6\,\mathrm{GHz}$.

Em baixas frequências, a distribuição espacial da magnetização ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) dos modos de oscilação simulados para os campos $\mathrm{H} = 600\,\mathrm{Oe}$ e $\mathrm{H} = 700\,\mathrm{Oe}$ nas frequências $\mathrm{f} = 2.7\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 2.2\,\mathrm{GHz}$ respectivamente, revelaram modos de oscilação com perfil localizados da borda próximo ao núcleo do vórtice deslocado, como retratados na Figura 6.40.

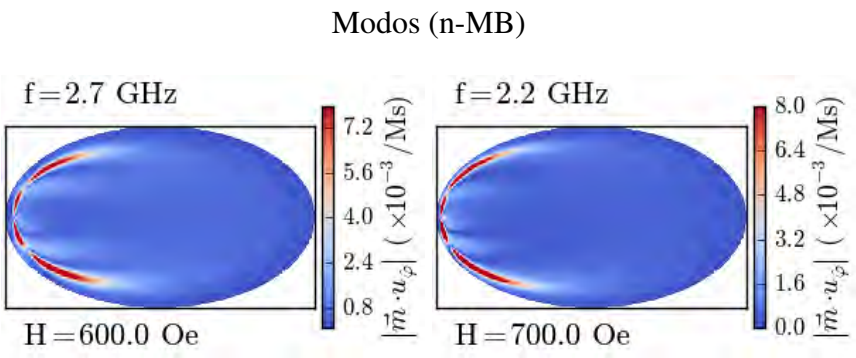


Figura 6.40: Perfis dos modos de oscilação excitados em $H = 600\,Oe$ na frequência $f = 2.7\,GHz$ e em $H = 700\,Oe$ na frequência $f = 2.2\,GHz$.

- Modos de excitação no estado saturado (S)

Quando o núcleo do vórtice é expulso da elipse a partir do campo de aniquilação a magnetização dentro do elipse assume um estado saturado na direção do eixo menor. Na figura 6.41 são apresentados os dados simulados sobre o estado saturado (S) em alguns campos fixos após $H = 780\,Oe$.

Os principais modos evoluem em campo com a frequência dos picos de maneira crescente. Para os todos os campos é excitado um modo principal em frequências maiores e vários outros com baixa amplitude são observados em frequências menores.

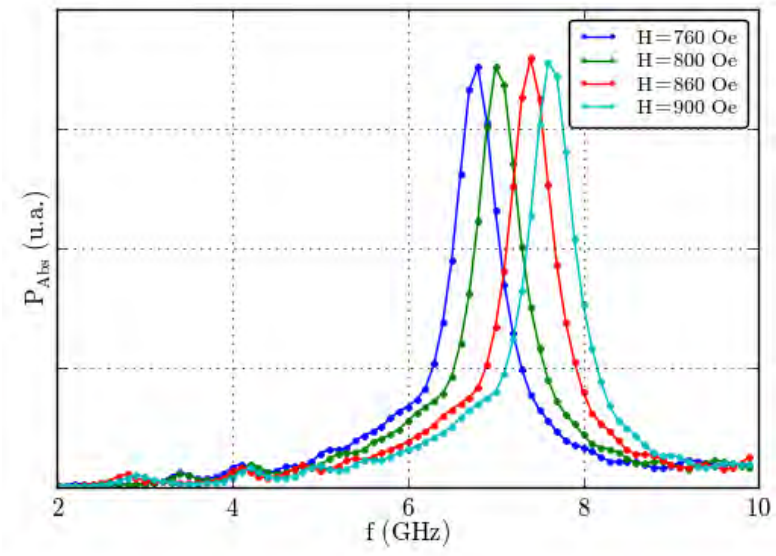


Figura 6.41: Perfil de absorção simulado nos campos $H = 760\,Oe$, $H = 800\,Oe$,$H = 860\,Oe$ e $H = 900\,Oe$.

⋆ **Modos IV**

Na Figura 6.42 podemos ver os detalhes dos modos excitados em baixas frequências, chamados aqui como modos (IV). Estes modos de oscilação revelam localização de onda de spins nas regiões das bordas ao longo da direção do eixo menor e com linha nodal perpendicular a direção do campo aplicado.

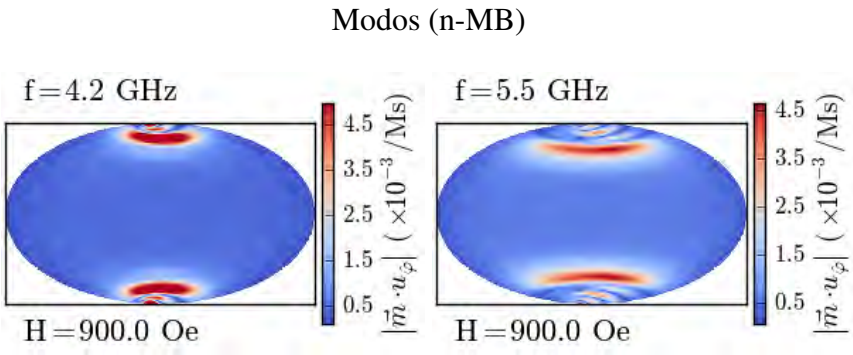


Figura 6.42: Perfis dos modos de oscilação excitados em $\mathrm{H} = 900\,\mathrm{Oe}$ nas frequências $\mathrm{f} = 4.2\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 5.5\,\mathrm{GHz}$.

⋆ **Modos V**

Os modos excitados com alta intensidade no espectro chamado aqui de modo (V) em frequências em torno de $\mathrm{f} = 6\,\mathrm{GHz}$ a $\mathrm{f} = 8\,\mathrm{GHz}$ revelaram o modo uniforme de oscilação, como mostrado na Figura 6.43, excitado em $\mathrm{f} = 7\,\mathrm{GHz}$ no campo $\mathrm{H} = 800\,\mathrm{Oe}$. Além do modo uniforme, na frequência $\mathrm{f} = 9.5\,\mathrm{GHz}$, observamos modos de oscilação com características misturadas dos modos $(\mathrm{m} - \mathrm{MVB} \times \mathrm{n} - \mathrm{DE})$.

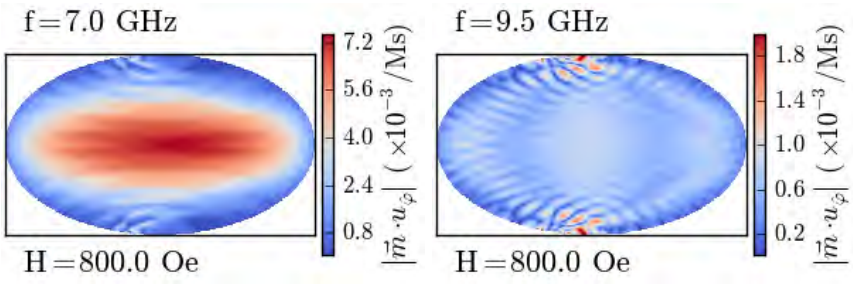


Figura 6.43: Perfis dos modos de oscilação excitados em $\mathrm{H} = 800\,\mathrm{Oe}$ nas frequências $\mathrm{f} = 7.0\,\mathrm{GHz}$ (Modo uniforme) e $\mathrm{f} = 9.5\,\mathrm{GHz}$. (modo MVB e DE)

Elipses com vórtice simples ($\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{H}$)

Elipse com configuração magnética de vórtice simples também foi simulado com a configuração de campos ($\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{H}$). A partir de uma configuração de equilíbrio inicial de vórtice simples com um só núcleo dentro da elipse de Py (ver Figura 6.30.b)) um campo magnético estático H foi aplicado no plano da elipse e na direção do eixo menor variando de 0 até $1000\,\mathrm{Oe}$ com passos de $20\,\mathrm{Oe}$.

Para cada campo estático, o sistema foi excitado com um campo magnético oscilante $\mathrm{h^{rf}}$ aplicado no plano e paralelo a direção do campo H variando a frequência de $2\,\mathrm{GHz}$ até $10\,\mathrm{GHz}$ com passos de $20\,\mathrm{MHz}$.

Na Figura 6.44 são apresentados os espectro de absorção $(\mathrm{P\,vs.\,H\,vs.\,f})$ da amostra com espaçamento $\mathrm{L} = 160\,\mathrm{nm}$ medido experimentalmente nesta configuração de campo $\mathrm{h_{rf\parallel}}$ e o espectro simulado para uma elipse de Py.

No espectro de absorção calculado, os modos são excitados em valores de frequência bem próximos aos observados experimentalmente, no entanto é observado uma diferença em entre os valores dos campos.

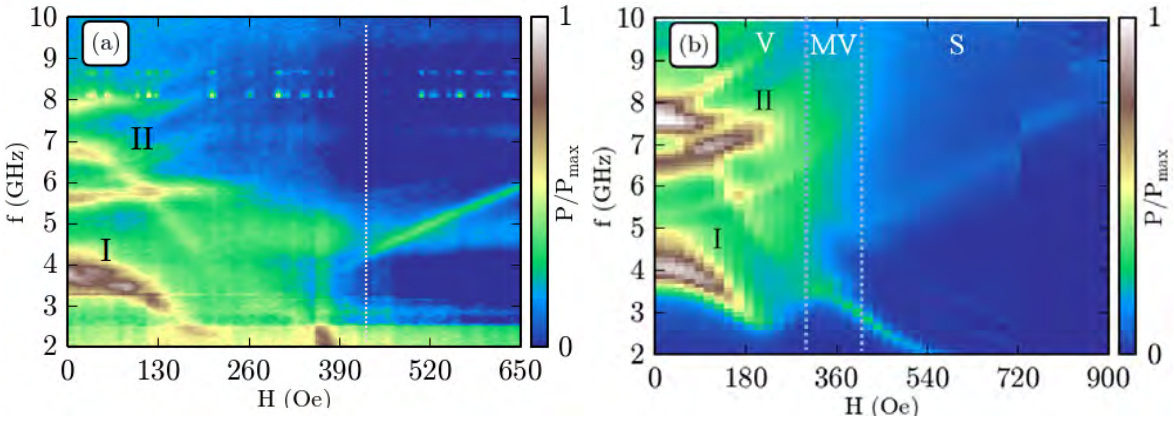


Figura 6.44: (a) Espectro de absorção $(\mathrm{P\,vs.\,H\,vs.\,f})$ da amostra com espaçamento $\mathrm{L} = 160\,\mathrm{nm}$ medido experimentalmente com campo magnético aplicado na direção do eixo menor com $\mathrm{h_{rf\parallel}}$ e o (b) espectro simulado nas mesmas condições para uma elipse de Py com dimensões de $2,4\,\mu\mathrm{m} \times 1,4\,\mu\mathrm{m}$ e espessura $\mathrm{t} = 50\,\mathrm{nm}$

Na região de campo com a configuração magnética de vórtices (V) nas elipses, os modos são bem definidos e intensos nos espectros. O modo uniforme detectado na medida experimen-

tal apresenta uma intensidade fraca no espectro simulado. Na configuração de campo $h_{rf\parallel}$ a magnetização estática é alinhada na direção do menor eixo da elipse e também na direção do campo de excitação, logo temos baixa absorção do modo.

Para esta configuração de campo $h_{rf\parallel}$ observamos um perfil diferente da evolução dos modos excitados, tanto para estado não-saturado como no estado saturado da magnetização.da magnetização. No estado não-saturado da magnetização, na região V, os modos são excitados com bastante intensidade, sendo contrário ao observado na configuração de campo $h_{rf\perp}$.

A seguir são apresentados e discutidos as oscilações dos modos de ressonância excitados dentro da elipse, onde em alguns campos específicos destacaremos os modos (I) e (II) observados nos espectros.

- Modos de excitação sobre o estado vórtice

Na figura 6.45 são apresentados os dados simulados sobre o estado fundamental de vórtice a campo $H = 0$. Quatro principais modos excitados são observados em frequências $f = 4\,GHz$, $f = 6.5\,GHz$, $f = 7.5\,GHz$ e $f = 9\,GHz$, onde todos aparentam corresponder aos observados experimentalmente.

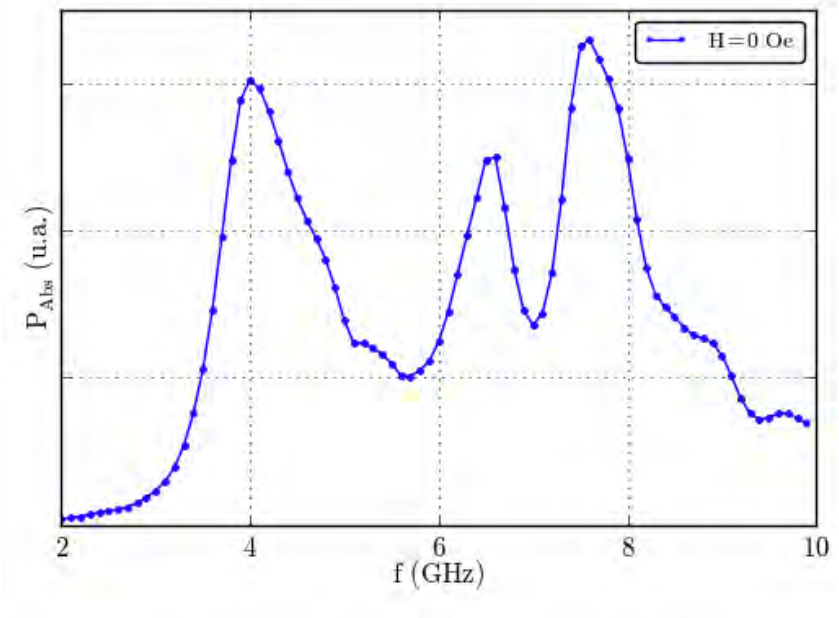


Figura 6.45: Perfil de absorção simulado no campo $H = 0\,Oe$ para a elipse com vórtice simples ($h_{rf} \parallel H$).

Em detalhes, na Figura 6.46, podemos ver a distribuição espacial da magnetização ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) simulada na frequência f = 4 GHz, f = 6.5 GHz, f = 7.5 GHz e f = 9 GHz.

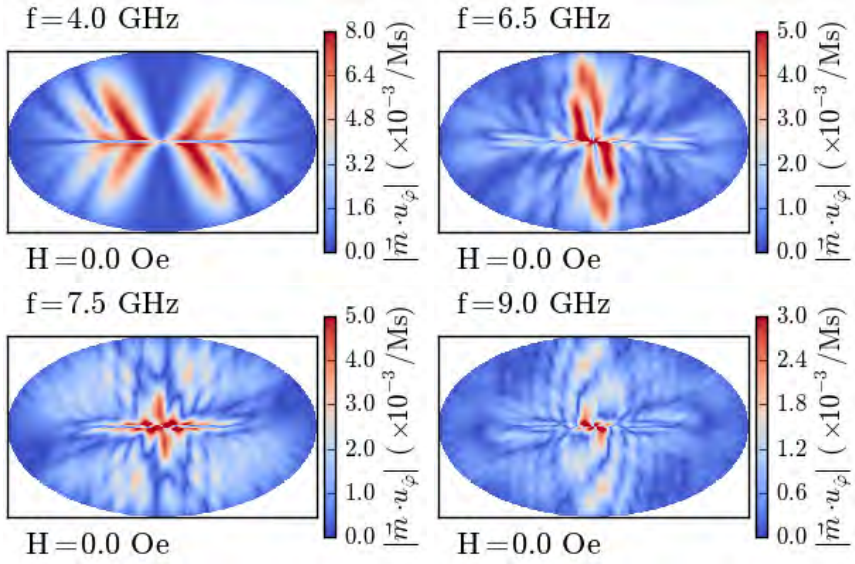


Figura 6.46: Perfis dos modos de oscilação excitados em H = 0 Oe nas frequências f = 4 GHz, f = 6.5 GHz, f = 7.5 GHz e f = 9 GHz.

Olhando em referência a magnetização local na direção do vetor u_{φ}, os modos excitados em campo nulo nesta configuração de campo são localizados predominantemente nas extremidades ao longo do eixo menor da elipse, onde a magnetização estática local fica perpendicular a direção de excitação , como representado na Figura 6.47.

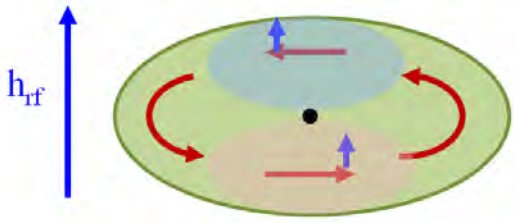


Figura 6.47: Representação vetorial dos modos de oscilação excitados na elipse com um vórtice em campo nulo.

No entanto, o modo de oscilação em f = 4 GHz apresenta um perfil diferente dos modos excitados em outras frequências.

⋆ **Modos I**

Os modos de ressonância em I evoluem com o campo diminuindo a frequência de excitação dos modos, como pode ser visto no perfil de absorção em baixas frequências dos campo $H = 0$, $H = 80\,Oe$, $H = 120$, $H = 160\,Oe$ e $H = 180\,Oe$ apresentados na Figura 6.48.

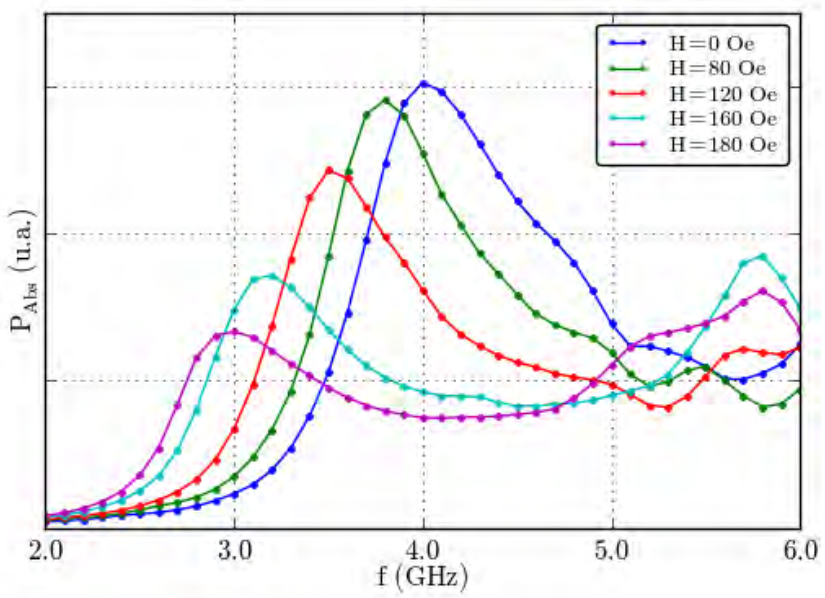


Figura 6.48: Perfil de absorção simulado nos campos $H = 0$, $H = 80\,Oe$,$H = 120\,Oe$, $H = 160\,Oe$ e $H = 180\,Oe$.

Em $H = 0$ observamos um modo excitado com um pico em $f = 4.0\,GHz$, em $H = 80\,Oe$ um pico em $f = 3.8\,GHz$, em $H = 120\,Oe$ observamos um pico em $f = 3.4\,GHz$, em $H = 160$ observamos um pico em $f = 3.1\,GHz$ e em $H = 180\,Oe$ observamos um pico em $f = 2.9\,GHz$, onde todos aparentam corresponder aos observados experimentalmente nesta região de campos.

Na Figura 6.49 são apresentados a distribuição espacial da amgnetização simulada para os campos $H = 0$, $H = 80\,Oe$, $H = 120\,Oe$, $H = 160\,Oe$ e $H = 180\,Oe$. O perfil do modo excitado em campo nulo na frequência $f = 4.0\,GHz$ apresenta uma simetria em relação ao centro com uma estrutura com nós que partem do centro até as extremidades da elipse na direção azimutal. Para campos $H > 0$ aplicados na direção do eixo menor da elipse, o núcleo do vórtice se desloca na direção do eixo maior da amostra quebrando a simetria do modo em relação ao centro da elipse.

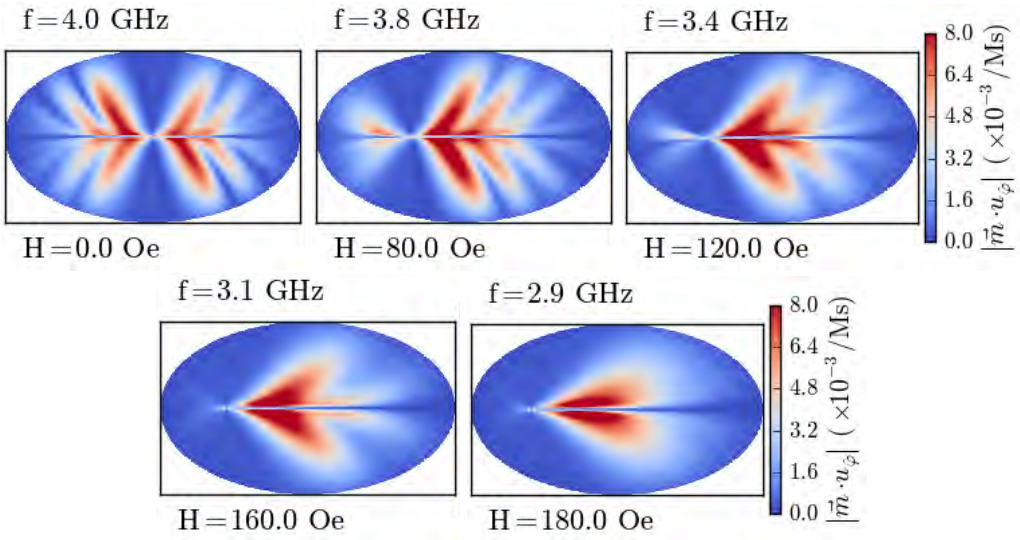


Figura 6.49: Perfis dos modos de oscilação excitados em $H = 0$ na frequência $f = 4\,GHz$, em $H = 80\,Oe$ na frequência $f = 3.8\,GHz$, em $H = 120\,Oe$ na frequência $f = 3.4\,GHz$, em $H = 160\,Oe$ na frequência $f = 3.1\,GHz$ e em $H = 180\,Oe$ na frequência $f = 2.9\,GHz$.

Como resultado, obtemos uma região próxima ao núcleo do vórtice com spins orientados em torno do núcleo e outra região com magnetização alinhada na direção do eixo menor, como representado na Figura 6.50.

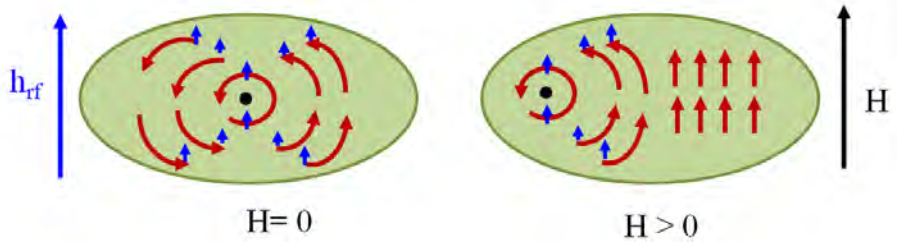


Figura 6.50: Representação vetorial dos modos de oscilação excitados na elipse com um vórtice em $H = 0$ e $H > 0$.

Neste caso, estas duas regiões tem a mesma ressonância para o mesmo modo de oscilação. A frequência de ressonância de um certo modo depende da energia do sistema. O deslocamento do vórtice na direção do eixo maior da amostra com o aumento do campo aplicado possivelmente altera a energia desmagnetizante do sistema diminuindo a frequência do modo excitado.

⋆ **Modos II**

Em campo nulo, os modos excitados em (II) nas frequências $f = 6.5\,GHz$ e $f = 7.5\,GHz$ evoluem com o campo em duas formas diferentes. A partir da $f = 6.5\,GHz$, com o aumento do campo, aumenta a frequência de excitação dos modos e o comportamento é diferente dos modos que crescem a partir da $f = 7.5\,GHz$ onde as frequências dos modos diminuem com o aumento do campo.

Na figura 6.51 são apresentados os dados simulados dos campo $H = 0$, $H = 80\,Oe$, $H = 160$ dos modos de ressonância que surgem em II observados em altas frequências.

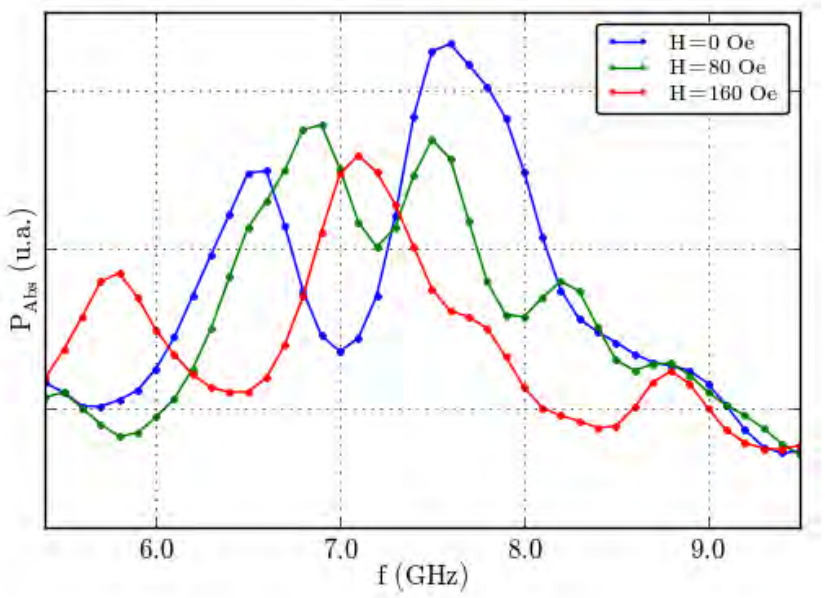


Figura 6.51: Perfis de absorção simulado nos campos $H = 0$, $H = 80\,Oe$ e $H = 160\,Oe$.

Em $H = 0$ observamos dois modos excitados com picos em $f = 6.5\,GHz$ (esquerdo) e $f = 7.6\,GHz$ (direito). Cada um destes picos observados em $H = 0$ se deslocam em direções diferentes no eixo das frequências conforme o campo aumenta.

Em $H = 80\,Oe$ observamos o pico esquerdo em $f = 6.8\,GHz$ e o pico direito $f = 7.4\,GHz$. Até que, em $H = 160\,Oe$, observamos um único pico entre estes dois modos em $f = 7.1\,GHz$ excitados anteriormente em campos menores, porém neste campo também observamos mais dois outros picos em $f = 5.7\,GHz$ e $f = 8.8\,GHz$, respectivamente.

A Figura 6.52 mostra os detalhes da distribuição espacial da magnetização ($\vec{m}\cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) simulada

na frequências f = 6.5 GHz, f = 7.6 GHz para o campo H = 0, em f = 6.8 GHz e f = 7.4 GHz para o campo H = 80 Oe e nas frequências f = 5.7 GHz, f = 7.1 GHze f = 8.8 GHz para o campo H = 160 Oe.

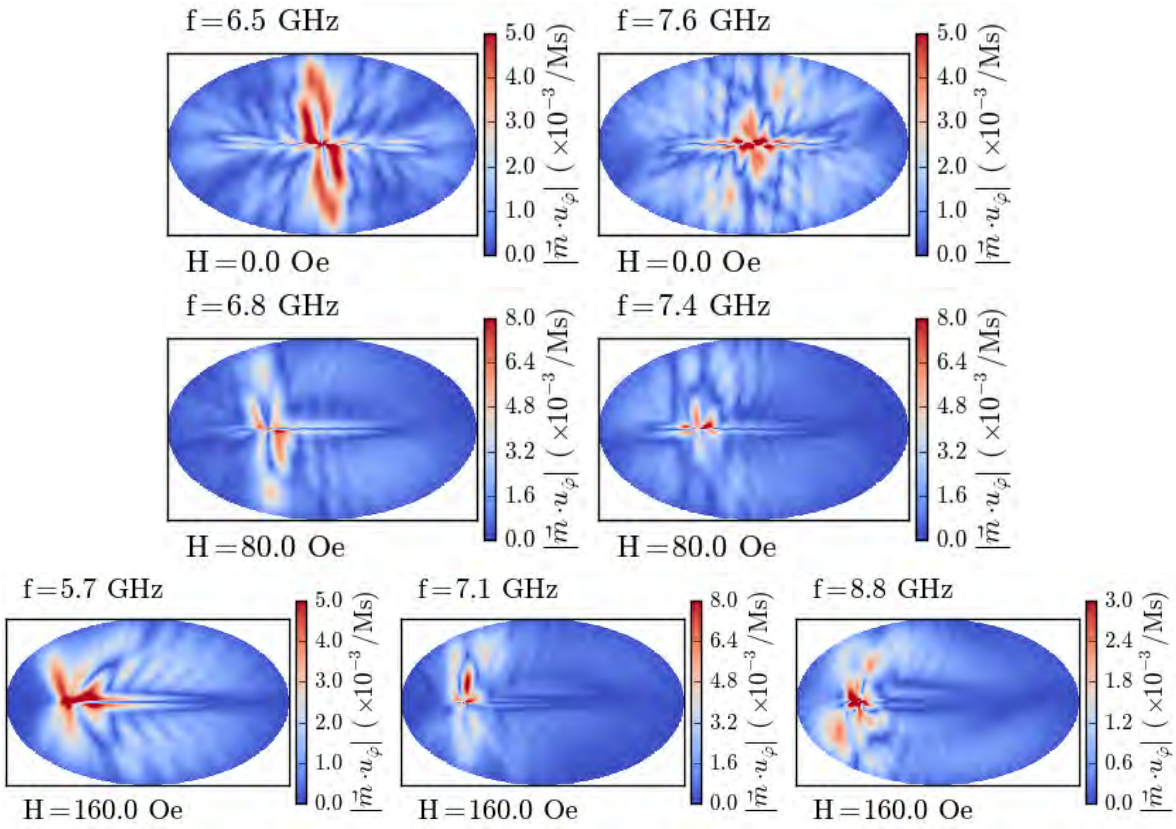


Figura 6.52: Perfis dos modos de oscilação excitados em H = 0 nas frequências f = 6.8 GHz e f = 7.4 GHz, em H = 80 Oe nas frequências f = 6.5 GHz e f = 7.6 GHz, em H = 160 Oe nas frequências f = 5.7 GHz, f = 7.1 GHz e f = 8.8 GHz

Elipses com vórtice duplo ($\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{H}$)

Além de simular os resultados das elipses com configuração magnética de vórtice simples, também foram simulados os resultados das medidas dinâmicas das elipses com dois núcleo.

A partir de uma configuração de equilíbrio inicial de vórtice com dois núcleos dentro da elipse de Py (ver Figura 6.30.c)) um campo magnético estático H foi aplicado no plano da elipse e na direção do eixo maior variando de 0 até $1000\,\mathrm{Oe}$ com passos de $20\,\mathrm{Oe}$.

Para cada campo estático, o sistema foi excitado com um campo magnético oscilante $\mathrm{h_{rf}}$ aplicado no plano e perpendicular a direção do campo H variando a frequência de $2\,\mathrm{GHz}$ até $10\,\mathrm{GHz}$ com passos de $20\,\mathrm{MHz}$.

Na Figura 6.31 são apresentados os espectro de absorção $(\mathrm{P\ vs.\ H\ vs.\ F})$ da amostra com espaçamento $\mathrm{L} = 730\,\mathrm{nm}$ medido experimentalmente nesta configuração de campo $\mathrm{h_{rf\perp}}$ e o espectro simulado para uma elipse de Py.

No espectro de absorção calculado os modos são excitados em valores de frequência bem próximos aos observados experimentalmente, no entanto é observado uma diferença em entre os valores dos campos.

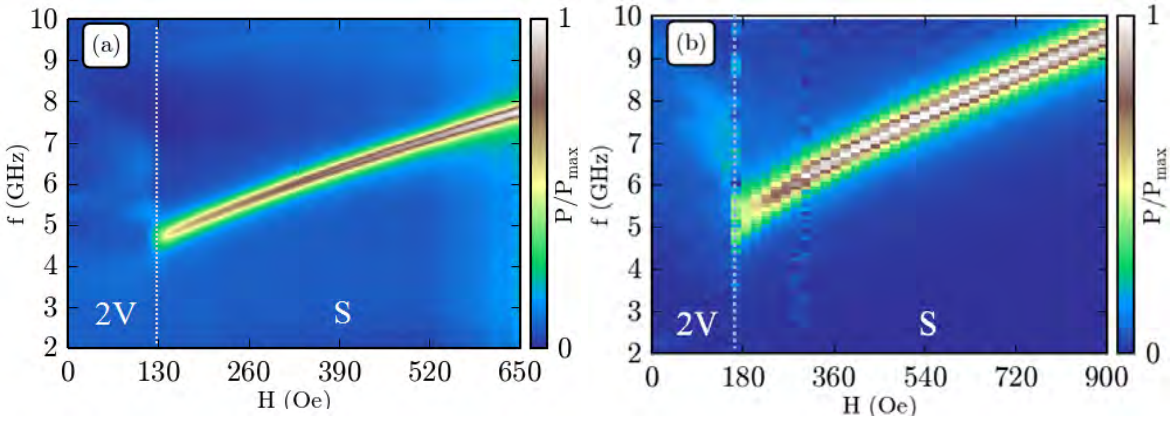


Figura 6.53: a) Espectros de absorção $(\mathrm{P\ vs.\ H\ vs.\ F})$ medido experimentalmente e (b) simulado para elipse de Permalloy com diâmetro de $2,4\,\mu\mathrm{m} \times 1,4\,\mu\mathrm{m}$ e espessura $\mathrm{t} = 50\,\mathrm{nm}$ com $\mathrm{h_{rf\perp}}$

Os perfis dos modos excitados observados no espectro experimental são bem reproduzidos na simulação. Em ambos espectros, os modos excitados no estado vórtice não são bem definidos

e só observamos com boa definição o modo uniforme, quando a magnetização se encontra saturada na direção do eixo maior da amostra e a configuração de campo $h_{rf\perp}$ favorece a excitação deste modo com grande amplitude.

A seguir, são apresentados e discutidos as oscilações dos modos de ressonância excitados no estado vórtice com dois núcleos e na magnetização saturada na direção do eixo maior da elipse.

- Modos de excitação sobre o estado com duplo vórtice

Na figura 6.71 são apresentados os dados simulados sobre o estado fundamental de duplo vórtices a campo $H = 0$ e com os dois vórtices deslocados na direção do eixo menor em $H = 80\,Oe$.

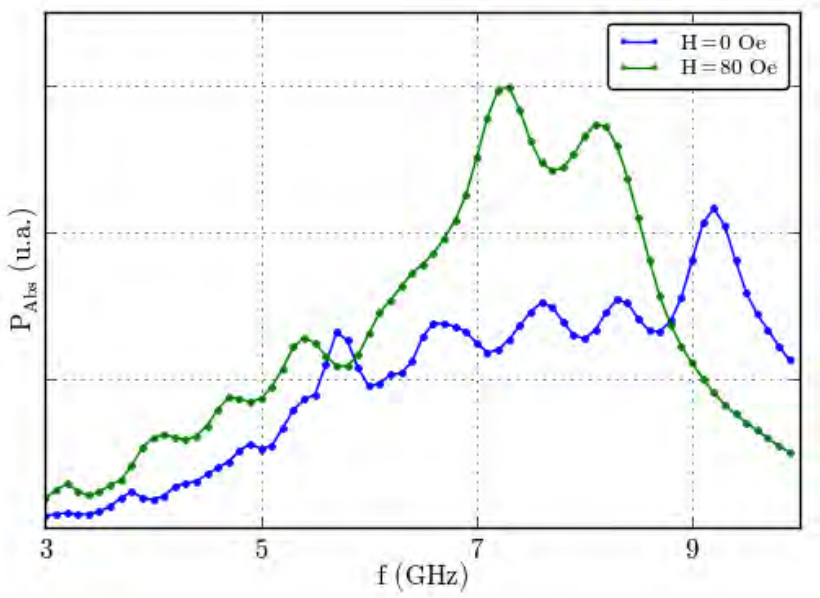


Figura 6.54: Perfis de absorção simulado nos campos $H = 0$e $H = 80\,Oe$.

Para $H = 0$ quatro principais modos excitados são observados em frequências $f = 5.7\,GHz$, $f = 6.5\,GHz$, $f = 7.5\,GHz$ e $f = 8.2\,GHz$, onde este último aparenta corresponder ao observado experimentalmente. Para $H = 80\,Oe$ seis principais modos excitados são observados em frequências $f = 3.3\,GHz$, $f = 4\,GHz$, $f = 4.6\,GHz$, $f = 5.3\,GHz$, $f = 7.2\,GHz$ e $f = 8.1\,GHz$, onde alguns aparentam também corresponder ao observado experimentalmente.

Na Figura 6.55, podemos ver os detalhes da distribuição espacial da magnetização ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) simulada nas frequências $\mathrm{f} = 5.7\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 6.5\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 7.5\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 8.2\,\mathrm{GHz}$ para o campo $\mathrm{H} = 0$ e nas frequências $\mathrm{f} = 4.6\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 5.3\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 7.2\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 8.1\,\mathrm{GHz}$ para o campo $\mathrm{H} = 80\,\mathrm{Oe}$.

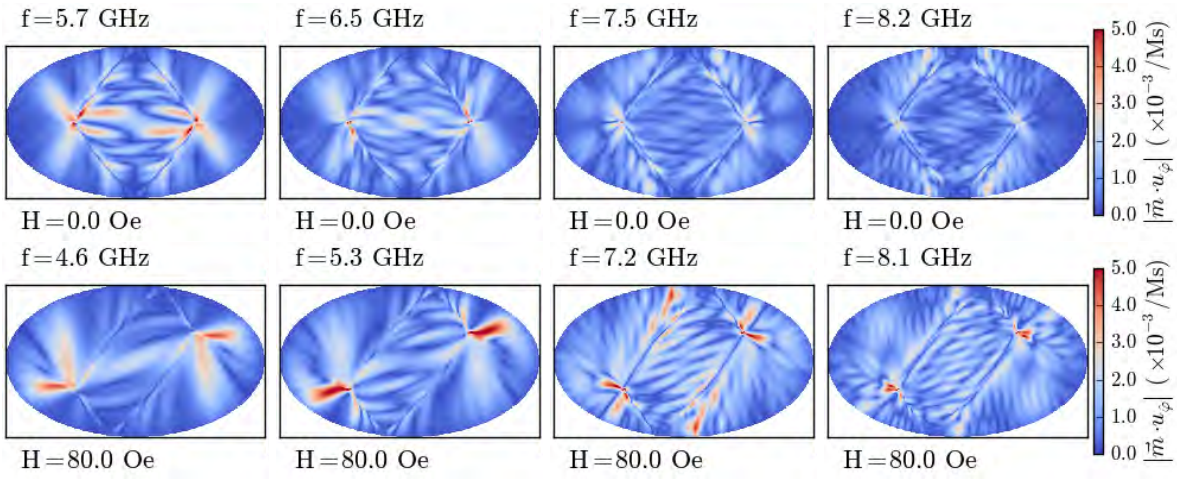


Figura 6.55: Perfis dos modos de oscilação excitados em elipse com dois vórtices em $\mathrm{H} = 0$ nas frequências $\mathrm{f} = 5.7\,\mathrm{GHz}$,$\mathrm{f} = 6.5\,\mathrm{GHz}$,$\mathrm{f} = 7.5\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 8.2\,\mathrm{GHz}$, em $\mathrm{H} = 80\,\mathrm{Oe}$ nas frequências $\mathrm{f} = 4.6\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 5.3\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 7.2\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 8.1\,\mathrm{GHz}$.

Em $\mathrm{H} = 0$ os núcleos dos vórtices estão nos focos da elipse e quebram em três partes a oscilação dentro da elipse. A região central entre os núcleos e as regiões das extremidades na direção do eixo maior da elipse.

Para campos $\mathrm{H} > 0$ aplicados na direção do eixo maior da elipse, os núcleos dos vórtices se deslocam na direção do eixo menor da amostra em sentidos diferentes se desloca para cima e o outro para baixo.

A máxima absorção de oscilação da magnetização nos modos excitados com campo nulo nesta configuração de campo são excitados predominantemente perpendicular a direção de excitação do campo $\mathrm{h_{rf}}$, como representado na Figura 6.56, na mesma figura são mostrados as configurações de equilíbrio simuladas na elipse obtidas para os campos $\mathrm{H} = 0$ e $\mathrm{H} = 80\,\mathrm{Oe}$.

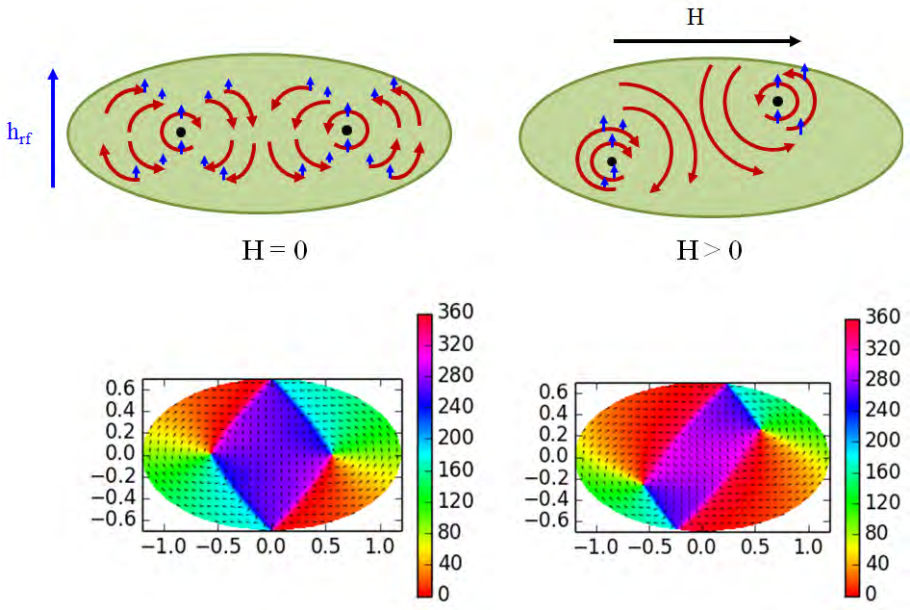


Figura 6.56: (Superior) Representação vetorial dos modos de oscilação excitados em elipse com dois vórtices em $H = 0$ e $H > 0$. (Inferior) Configuraçãod e equilíbrio em $H = 0$ e $H = 80\,Oe$.

- Modos de excitação sobre o estado saturado

Na figura 6.57 são apresentados os dados simulados para o estado saturado da magnetização na direção do eixo maior da elipse para os campo $H = 320\,Oe$, $H = 400\,Oe$,$H = 500\,Oe$, $H = 600\,Oe$.

Um modo excitado principal é observado em todos os campos e aparentam corresponder ao modos uniforme com amplitude alta observado experimentalmente. Também podemos perceber modos excitados com baixa amplitude em frequências mais altas.

Nas Figuras 6.58, 6.59 e 6.60 podemos ver os detalhes da distribuição espacial da magnetização ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) dos modos de oscilação simulados nos campos $H = 320\,Oe$, $H = 400\,Oe$,$H = 500\,Oe$, $H = 600\,Oe$ em frequências específicas.

Os modos de oscilação excitados em frequências mais baixas, observamos a amplitude de oscilação localizadas nas bordas e estes são chamados de modo de borda (n-MB), como retratados na Figura 6.58. Estes modos de bordas não são observados experimentalmente em frequências abaixo do modo uniforme no espectro de absorção apresentado na Figura 6.58.

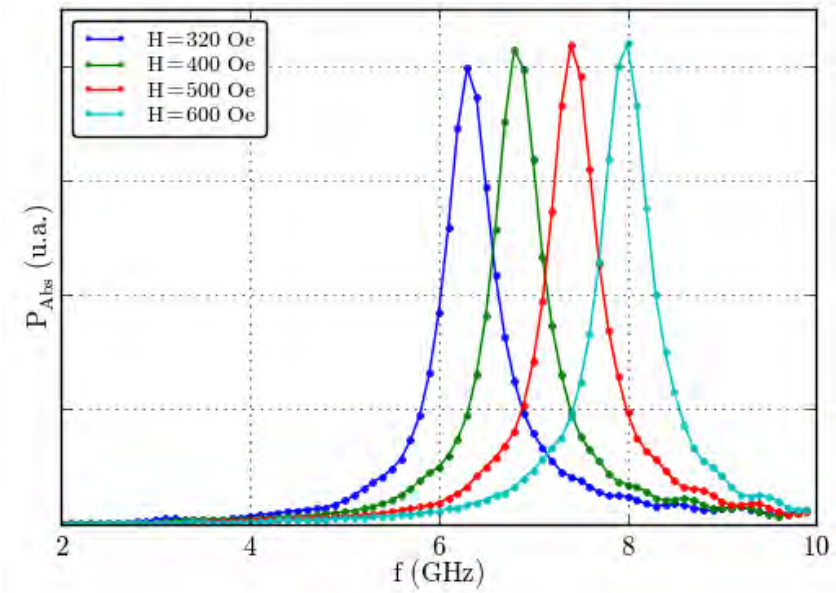


Figura 6.57: Perfis de absorção simulado nos campos $H = 320\,Oe$, $H = 400\,Oe$, $H = 500\,Oe$ e $H = 600\,Oe$.

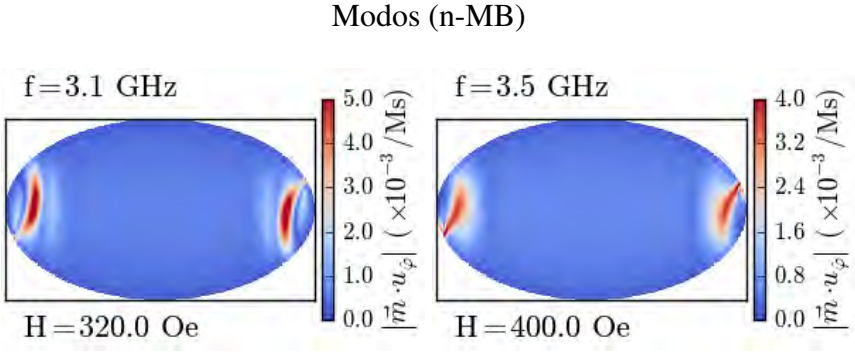


Figura 6.58: Perfil dos modos excitados com configuração magnética de duplo vórtice em $H = 320\,Oe$ nas frequências $f = 3.1\,GHz$ e $f = 3.5\,GHz$.

Os modos excitados com alta intensidade em frequências em torno de $f = 6.8\,GHz$, $f = 7.8\,GHz$ e $f = 8\,GHz$ para os campos $H = 400\,Oe$,$H = 500\,Oe$, $H = 600\,Oe$, respectivamente revelam o modo uniforme (MU) de oscilação, como mostrado na Figura 6.59.

Modos (MU)

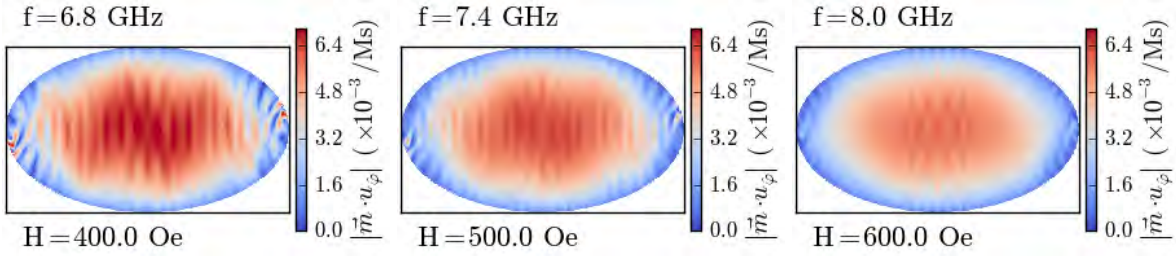


Figura 6.59: Perfil dos modos excitados com configuração magnética de duplo vórtice em $H = 400\,Oe$ na frequência $f = 6.8\,GHz$, em $H = 500\,Oe$ na frequência $f = 7.4\,GHz$ e em $H = 600\,Oe$ na frequência $f = 8.0\,GHz$.

Nas frequências acima dos modos com oscilação uniforme, observamos modos de oscilação do tipo (n-MVB) com linhas nodal perpendiculares ao campo magnético externo em $f = 6.8\,GHz$ no campo $H = 400\,Oe$. No entanto, nas frequências $f = 9.4\,GHz$ e $f = 9.5\,GHz$ excitado nos campos $H = 500\,Oe$, $H = 600\,Oe$ respectivamente, observamos modos de oscilação com características misturadas dos modos $(m - MVB \times n - DE)$.

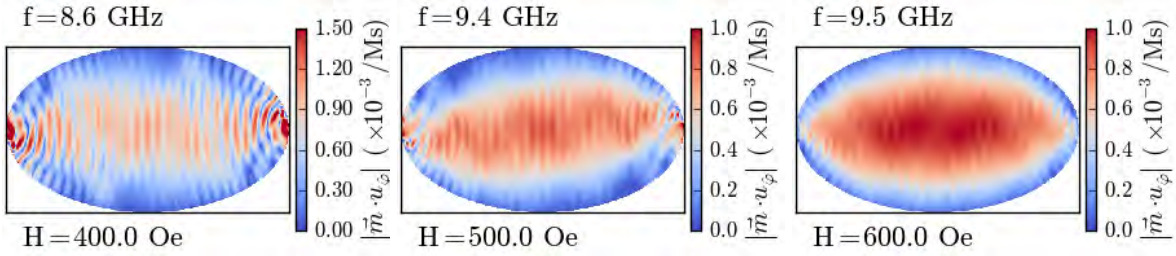


Figura 6.60: Perfil dos modos excitados com configuração magnética de duplo vórtice em $H = 400\,Oe$ na frequência $f = 8.6\,GHz$, em $H = 500\,Oe$ na frequência $f = 9.4\,GHz$ e em $H = 600\,Oe$ na frequência $f = 9.5\,GHz$.

6.2.6 Conclusões parciais

O comportamento dinâmico de arranjos periódicos de elipses com 50 nm de $\mathrm{Ni_{80}Fe_{20}}$ e dimensões do eixo maior igual a $2.4\,\mu$m e eixo menor igual $1.4\,\mu$m e com diferentes espaçamentos entre os elementos na direção do eixo maior foram investigados por medidas experimentais de ressonância ferromagnética em banda larga usando a técnica de VNA-FMR.

Observamos que os processos de reversão da magnetização e os espectros de absorção de FMR são influenciados pela interação entre os elementos ao longo do maior eixo das elipses. Os resultados mostram que a frequência de ressonância do sistema pode ser sintonizada pela manipulação da configuração anisotrópica dos elementos, devido a diferença nos fatores desmagnetizantes que levam ao deslocamento dos picos de FMR.

As respostas dinâmicas foram obtidas em duas configurações de campo diferentes, com excitação $\mathrm{h_{rf\perp}}$ e excitação $\mathrm{h_{rf\parallel}}$. Muito importantes para obter mais detalhes sobre os modos de ressonância excitados no estado não saturado das elipses com um vórtice e com duplo vórtice, como também modos excitados no estado saturado da magnetização na direção do campo externo dentro da elipse.

Por meio da evolução temporal da magnetização em função da excitação do sistema magnético por um campo oscilante de radio frequência, foi calculado o espectro de potência de absorção e observado o comportamento dos modos excitados em uma elipse de Permalloy em cada campo e frequência medido experimentalmente usando simulação micromagnética utilizando o programa MuMax3.

O perfil dos espectros de potência absorvida simulados em todas as configurações de campo $\mathrm{h_{rf\perp}}$ e $\mathrm{h_{rf\parallel}}$ com configuração magnética de um só vórtice como também com duplo vórtice foram congruente com o perfil dos espectros medidos, com valores de frequência bem próximos aos observados experimentalmente, no entanto foram observados uma diferença em entre os valores dos campos.

Encontramos modos de oscilação no estado não saturado da magnetização na elipse com um só vórtice para $\mathrm{H} = 0$ com simetria em relação ao centro da elipse e na direção azimutal. Na elipse com duplo vórtice modos com oscilações em três regiões diferentes separadas pelo

os núcleo localizados nos focos da elipse. Para $\mathrm{H} > 0$, os modos de oscilação dependem da alteração da energia desmagnetizante da amostra devido ao deslocamento do vórtice conforme o campo aumenta. Os modos excitados no estado saturado da magnetização da elipse na direção do campo externo aplicado revelam modos de borda (n-MB), modo uniforme (MU) e modos de oscilação com estrutura nodal propagando perpendicular e paralelo ao campo aplicado e a magnetização estática, chamado de modos (n-MVB) e de modos (n-DE), respectivamente.

6.3 Arranjos de linhas

Neste capítulo são apresentados os resultados experimentais obtidos em estruturas periódicas magnéticas de elementos com geometria retangular.

Serão apresentadas as medidas de absorção em microondas de ressonância ferromagnética de banda larga e a curva de magnetização de arranjos periódicos de retângulos de $1\,\mu$m $\times$ de largura e $99\,\mu$m de comprimento e espessura $t = 50\,nm$ de $Ni_{81}Fe_{19}$ organizados numa área total $2 \times 2\,\mathrm{mm}^2$ sobre um substrato de Si/SiO_2, com espaçamentos d = $0.4\,\mu$m, $1\,\mu$m e $2\,\mu$m entre os linhas paralelas e com espaçamento d' = $1\,\mu$m entre os extremos das linhas.

Os resultados experimentais foram analisados com a ajuda da simulação micromagnética e na última seção são apresentados os cálculos simulados e os detalhes dos modos de ressonância excitados em uma linha magnetizada transversalmente ao seu comprimento.

6.3.1 Linhas de Permalloy ($1\,\mu$m $\times$ $99\,\mu$m)

Linhas retangulares de 50 nm de $Ni_{81}Fe_{19}$ com largura de $1\,\mu$m e comprimento de $99\,\mu$m foram fabricadas em uma área total de $2 \times 2\,\mathrm{mm}^2$ sobre um substrato de Si/SiO_2 variando o espaçamento entre duas linhas paralelas em d= $0.4\,\mu$m, $1\,\mu$m e $2\,\mu$m e mantendo fixo o espaçamento entre as bordas de duas linhas consecutivas em d' = $1\,\mu$m, como representado na Figura 6.61.

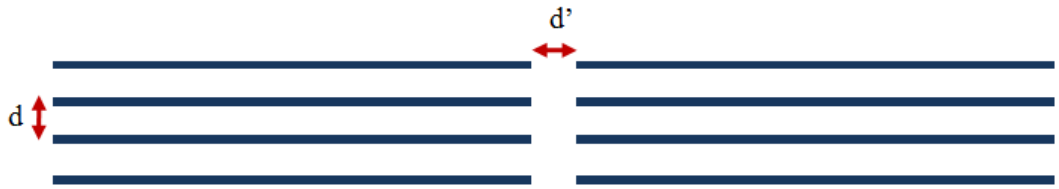


Figura 6.61: Representação dos arranjos de linhas fabricados variando o espaçamento entre duas linhas paralelas em d= $0.4\,\mu$m, $1\,\mu$m e $2\,\mu$m e mantendo fixo o espaçamento entre as bordas de duas linhas consecutivas em d' = $1\,\mu$m.

As amostras foram produzidas usando litografia de feixe de elétrons e o filme de Py foi depositado por *magnetron sputtering* com um campo magnético aplicado em torno de $200\,\mathrm{Oe}$ ao longo do comprimento maior das linhas. A deposição do filme foi realizada usando uma fonte RF numa pressão de trabalho de $5\,\mathrm{mTorr}$ num fluxo de $50\,\mathrm{sccm}$ de Argônio, após ter sido

atingida uma pressão base na câmara principal de $8 \times 10^{-8}\mathrm{Torr}$.

Para inspeção das amostras foram feitas imagens de MEV e são apresentadas as imagens das amostras com espaçamento d = $0.4\,\mu$m, $1\,\mu$m e $2\,\mu$m na Figura 6.62. Nestas imagens de MEV podemos ver que as estruturas retangulares produzidas são bem definidas e espalhadas de forma uniforme sobre a área total de $2 \times 2\,\mathrm{mm}^2$. São observados boas definições nas bordas e com minima rugosidade.

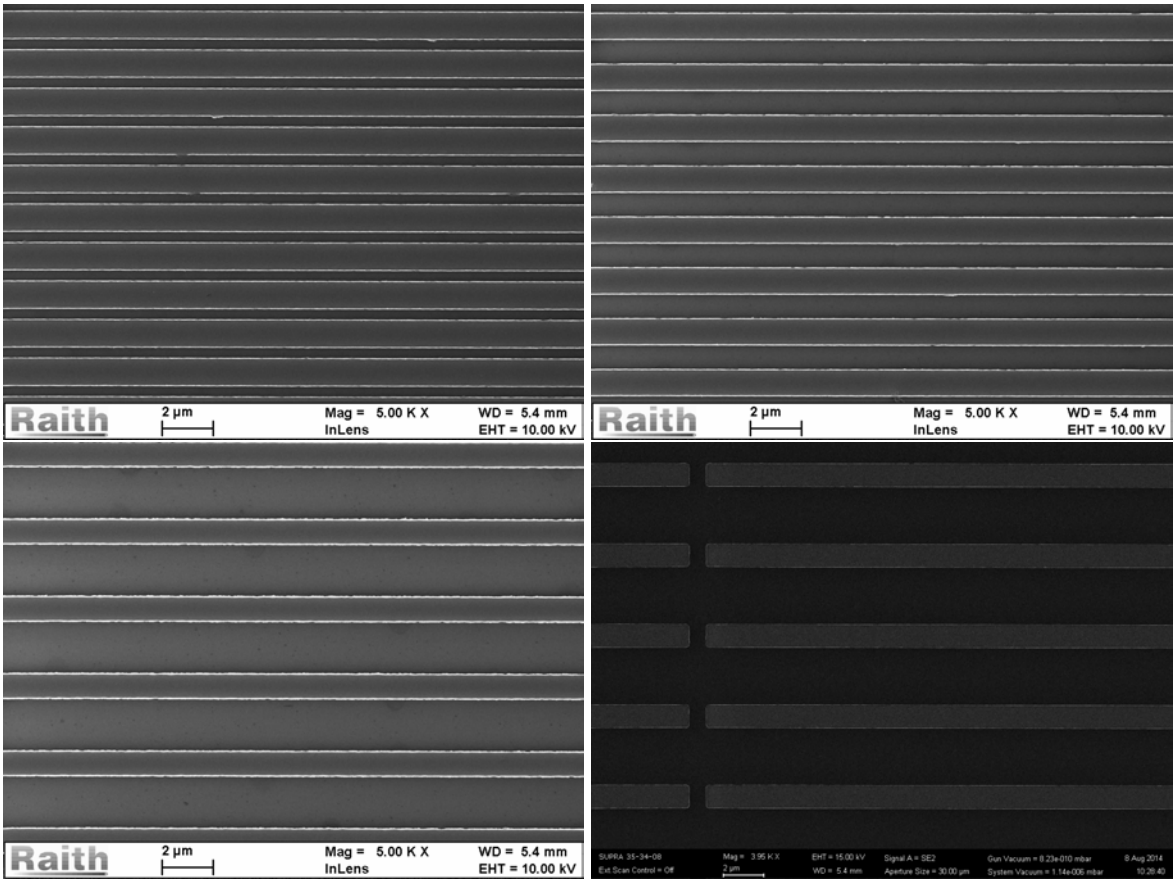


Figura 6.62: Imagem de microscopia eletrônica de varredura (MEV) da rede de linhas de 50 nm de Py com largura de $1\,\mu$m e comprimento de $99\,\mu$m e o espaçamento entre duas linhas paralelas em d= $1\,\mu$m e espaçamento mantido fixo em d' = $0.4\,\mu$m (Superior esquerdo), $1\,\mu$m (Superior direito) e $2\,\mu$m (Inferior esquerdo) entre as estremidas das linhas consecutivas. Podemos ver detalhes dos espaçamentos mantido fixo em d' = $1\,\mu$m entre as estremidas das linhas consecutivas (Inferior direito).

6.3.2 Curvas de magnetização MxH

Os arranjos de linhas foram caracterizados por medidas magnéticas estáticas $(\mathrm{M} \times \mathrm{H})$ realizadas a temperatura ambiente usando o AGFM, descrito na seção 4.2.3, sendo magnetizados com campos DC de $\pm 600\,\mathrm{Oe}$ aplicado ao longo do comprimento das linhas (eixo maior) e ao longo da largura das linhas (eixo menor). Na Figura 6.63 são apresentadas as curvas medidas em ambas configurações.

Comparando as curvas medidas ao longo do eixo fácil, não há grandes alterações entre as curvas. O confinamento das dimensões nas linhas altera os fatores desmagnetizante do sistema e uma anisotropia de forma é induzida aumentando muito o campo coercivo comparado com os observados nas medidas de magnetização de um filme fino contínuo de Py.

Em todas as amostras os campos coercivos $\mathrm{H_c}$ mantiveram-se com valores próximos, mesmo com a redução das distancias entre as linhas. Na amostra com espaçamento $\mathrm{d} = 2\,\mu$m o valor do campo coercivo é $\mathrm{H_c} = 45.5\,\mathrm{Oe}$, na amostra $\mathrm{d} = 1\,\mu$m temos $\mathrm{H_c} = 44.2\,\mathrm{Oe}$ e na amostra com $\mathrm{d} = 0.4\,\mu$m observamos o $\mathrm{H_c} = 40.1\,\mathrm{Oe}$.

Se cada linha fosse considerada como um modelo macrospin, o campo coercivo nesta medida deveria ser igual ao campo de saturação no eixo menor, mas isto não acontece devido a formação de domínios dentro da linha reduzindo a energia necessária para a inversão da magnetização o que se traduz como um campo coercivo menor ao esperado.

As curvas medidas na direção do eixo menor, transversal as linhas, o processo de inversão da magnetização acontece por rotação gradual da magnetização. Nas amostras com $\mathrm{d} = 1\,\mu$m e $\mathrm{d} = 0.4\,\mu$m observamos uma ligeira coercividade e remanência. Isto é atribuído a

exibem uma diminuição no valor do campo de saturação conforme a distância entre as linhas diminui.

As linhas mais acopladas (d = 0.4μm) saturam a magnetização em torno do campo $(\mathrm{H_s} = 250\,\mathrm{Oe})$ enquanto que as linhas mais espaçadas com distancia maior (d = 2μm) saturam a partir de $(\mathrm{H_s} = 296\,\mathrm{Oe})$. Esta fato é associado à interação dipolar entre as linhas que se traduz num fator desmagnetizante efetivo nesta direção de medida menor para os arranjos com linhas mais próximas. Uma vez que magnetizamos as linhas transversalmente, cargas magnéticas são

criadas ao longo das bordas laterais da linha que induz um campo na mesma direção do campo aplicado reduzindo o campo desmagnetizante efetivo em cada linha [90].

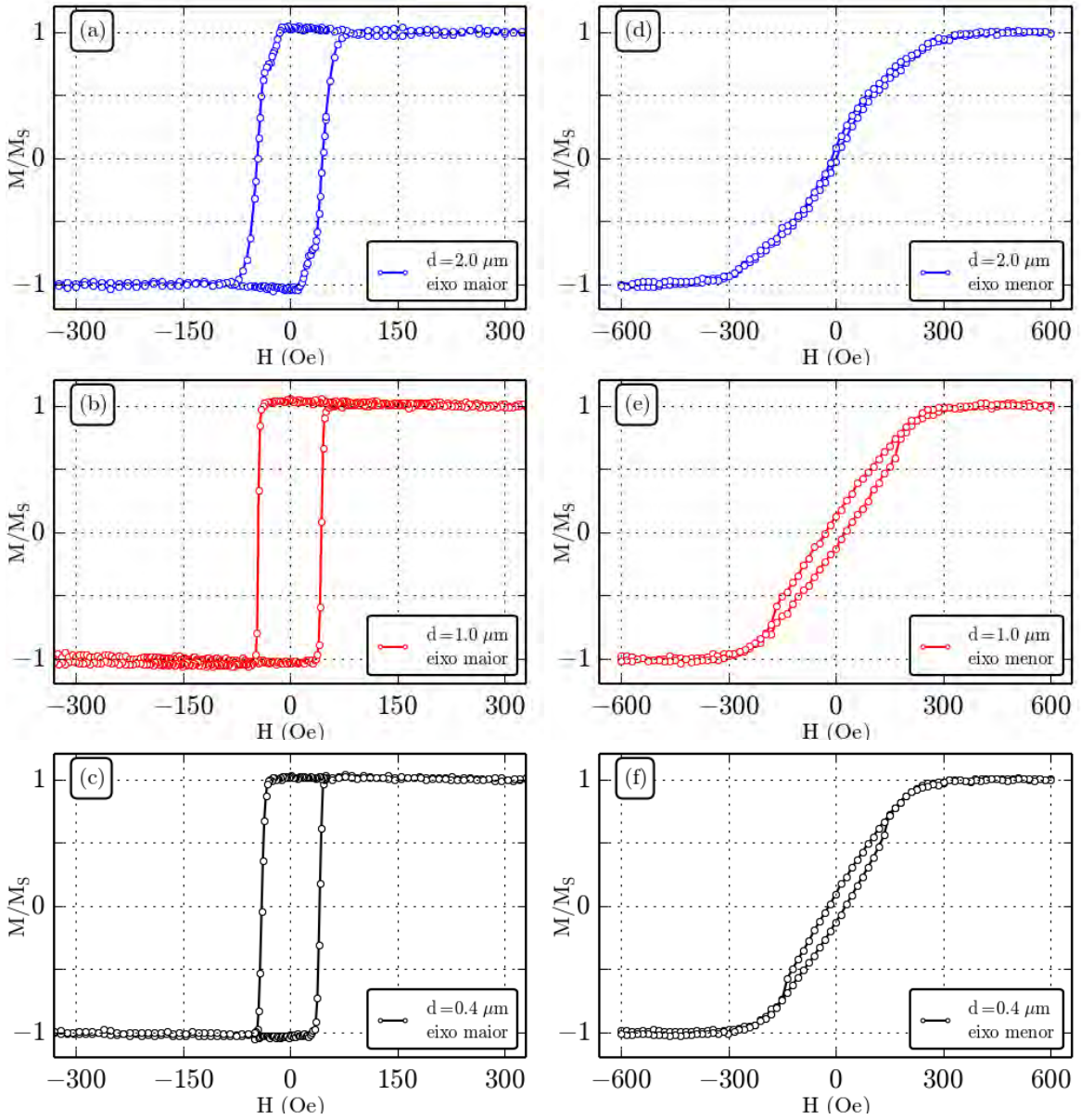


Figura 6.63: Curvas de magnetização medidas ao longo do comprimento das linhas a), b) e c), respectivamente. Curvas de magnetização medidas transversal ao comprimento das linhas d), e) e f), respectivamente.

6.3.3 Espectro de Absorção de FMR em banda larga

Nesta seção são apresentadas as medidas de ressonância ferromagnética de banda larga dos arranjos de linhas usando a técnica de VNA-FMR com o campo externo H aplicado na direção longitudinal ao comprimento das linhas e transversal as mesmas.

As amostras foram posicionadas sob a guia de onda coplanar e as medidas dinâmicas foram realizadas em duas configurações de campos diferentes: (1) o campo de rádio frequência h_{rf}, gerado pela guia de onda, aplicado na direção perpendicular ao campo magnético externo H ($h_{rf} \perp H$) e (2) com campo h_{rf} aplicado na mesma direção do campo magnético externo H ($h_{rf} \parallel H$). Em ambas configurações foram realizadas medidas com o campo H longitudinal e transversal ao comprimento das linhas, como é ilustrado na Figura 6.64.

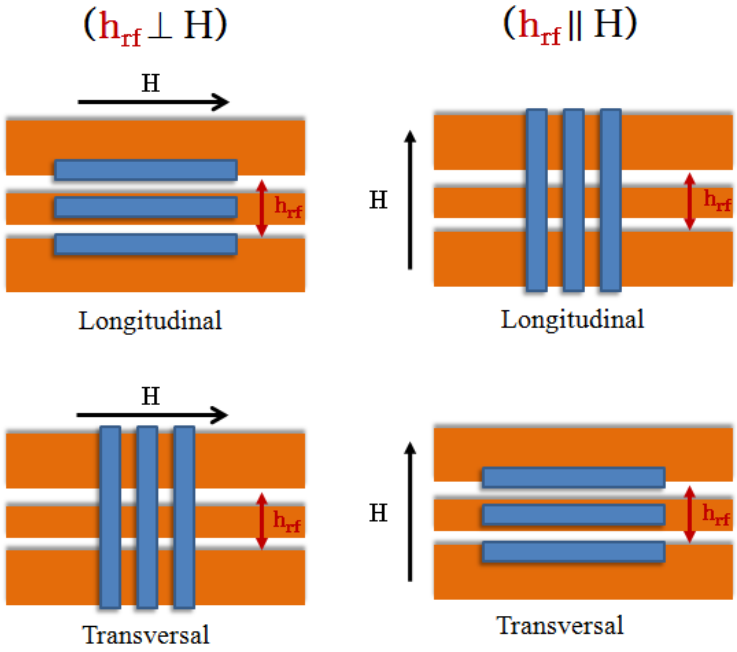


Figura 6.64: Ilustração das configurações das medidas dinâmicas realizadas com $h_{rf} \perp H$ (esquerda) e $h_{rf} \parallel H$ (direita) longitudinal (superior) e transversal (inferior) ao a direção do comprimento das linhas.

Os espectros de absorção $(P \text{ vs. } H \text{ vs. } f)$ foram obtidos variando o campo externo de $H = -800\,Oe$ à $H = +800\,Oe$ com passos de $1.2\,Oe$ e varrendo a frequência em $0.5\,GHz$ até $12\,GHz$ com passos de frequência de $10\,MHz$. Na Figura 6.65 são apresentados os espectros $(P \text{ vs. } H \text{ vs. } f)$ medidos com o campo H longitudinal ao comprimento das linhas.

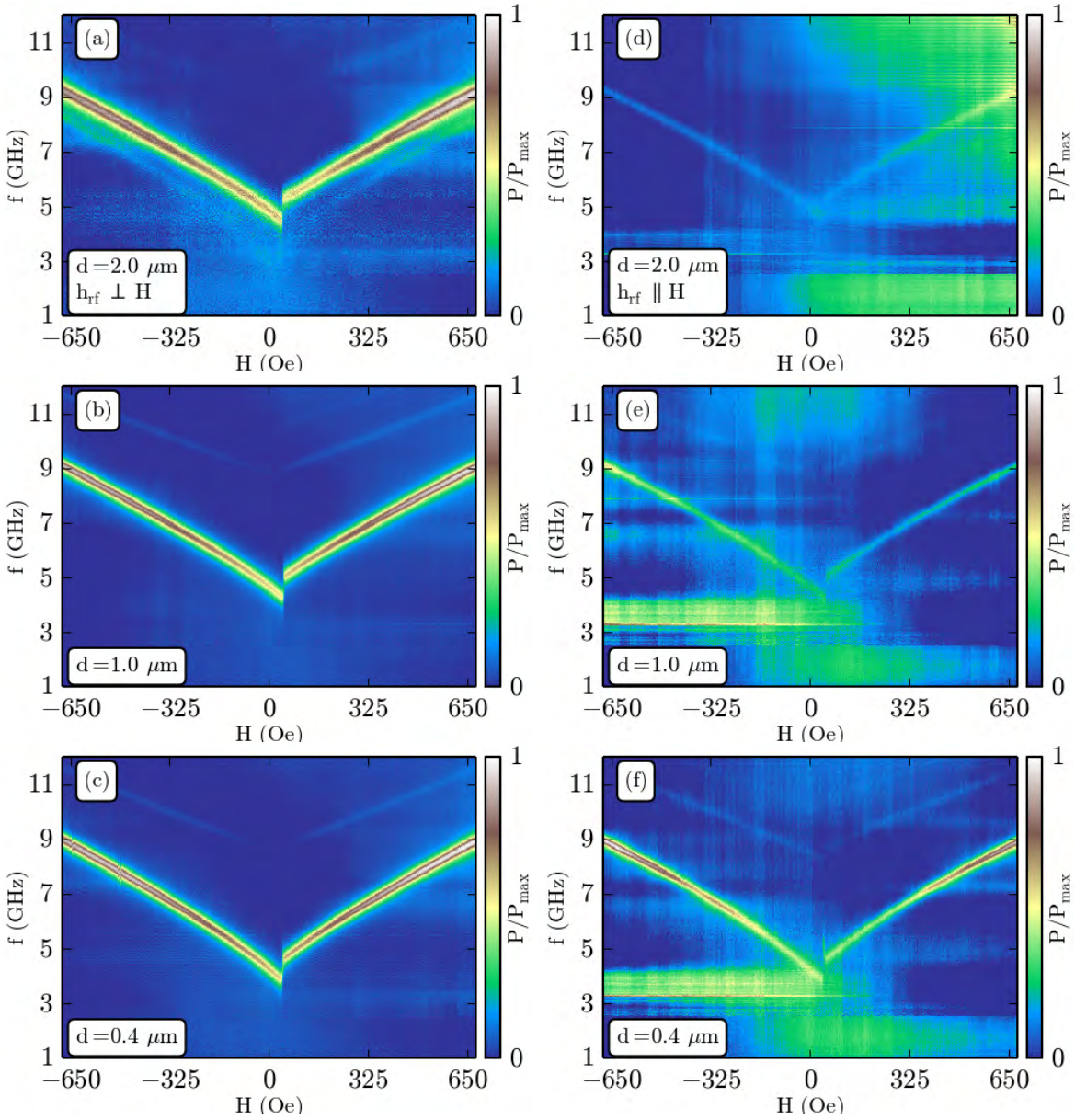


Figura 6.65: Espectros de absorção medidos com o campo H longitudinal as linhas. a), b) e c) espectros de absorção medidos na configuração ($h_{rf} \perp h$) e d), e) e f) espectros de absorção medidos na configuração ($h_{rf} \parallel H$) para as amostras indicadas, respectivamente.

Os espectros do lado esquerdo da figura foram medidos na configuração ($h_{rf} \perp h$) e os espectros do lado direito foram medidos na configuração ($h_{rf} \parallel H$).

Comparando os espectros em relação a configuração da medida ($h_{rf} \perp h$) e ($h_{rf} \parallel h$) não há grandes alterações no perfil dos modos excitados. No entanto, para ($h_{rf} \parallel H$) os modos são excitados com menos intensidade devido a magnetização estática está na mesma direção de excitação do h_{rf}.

Os espectros revelam em ambas configurações a evolução do modo uniforme associado a precessão uniforme da magnetização na direção do campo aplicado. Além do modo uniforme, são observados em frequências maiores dois ramos secundários menos intensos.

A interação entre as linhas provoca alterações na magnetização dinâmica das linhas. A figura 6.68 mostra o perfil de absorção nos campos fixos $H = 0\,Oe$ e $H = 400\,Oe$ com configuração $h_{rf\perp}$, onde podem ser notadas estas variações.

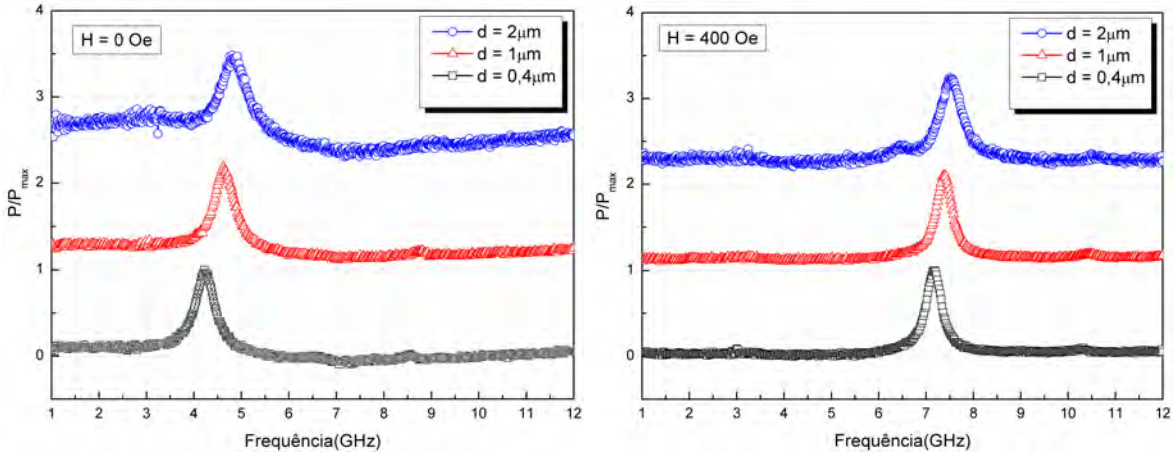


Figura 6.66: Perfies de absorção nos campos $H = 0\,Oe$ e $H = 400\,Oe$

Nestes gráficos, os picos de ressonância onde a amplitude máxima do pico acontece numa certa frequência de ressonância f_r. Observamos a variação das frequências de ressonância dos modos que diminuem conforme a distância entre as linhas vão diminuindo. Este comportamento é explicado devido à interação magnetostática entre as linhas quando estão mais próximas, a qual modifica os fatores desmagnetizantes efetivos do arranjo.

Na Figura 6.67, são apresentados os espectros (P vs. H vs. f) medidos com o campo H transversal as linhas. Na mesma maneira como foi apresentado na Figura 6.65, os espectros do lado

esquerdo da figura foram medidos na configuração ($h_{rf} \perp h$) e os espectros do lado direito foram medidos na configuração ($h_{rf} \parallel H$).

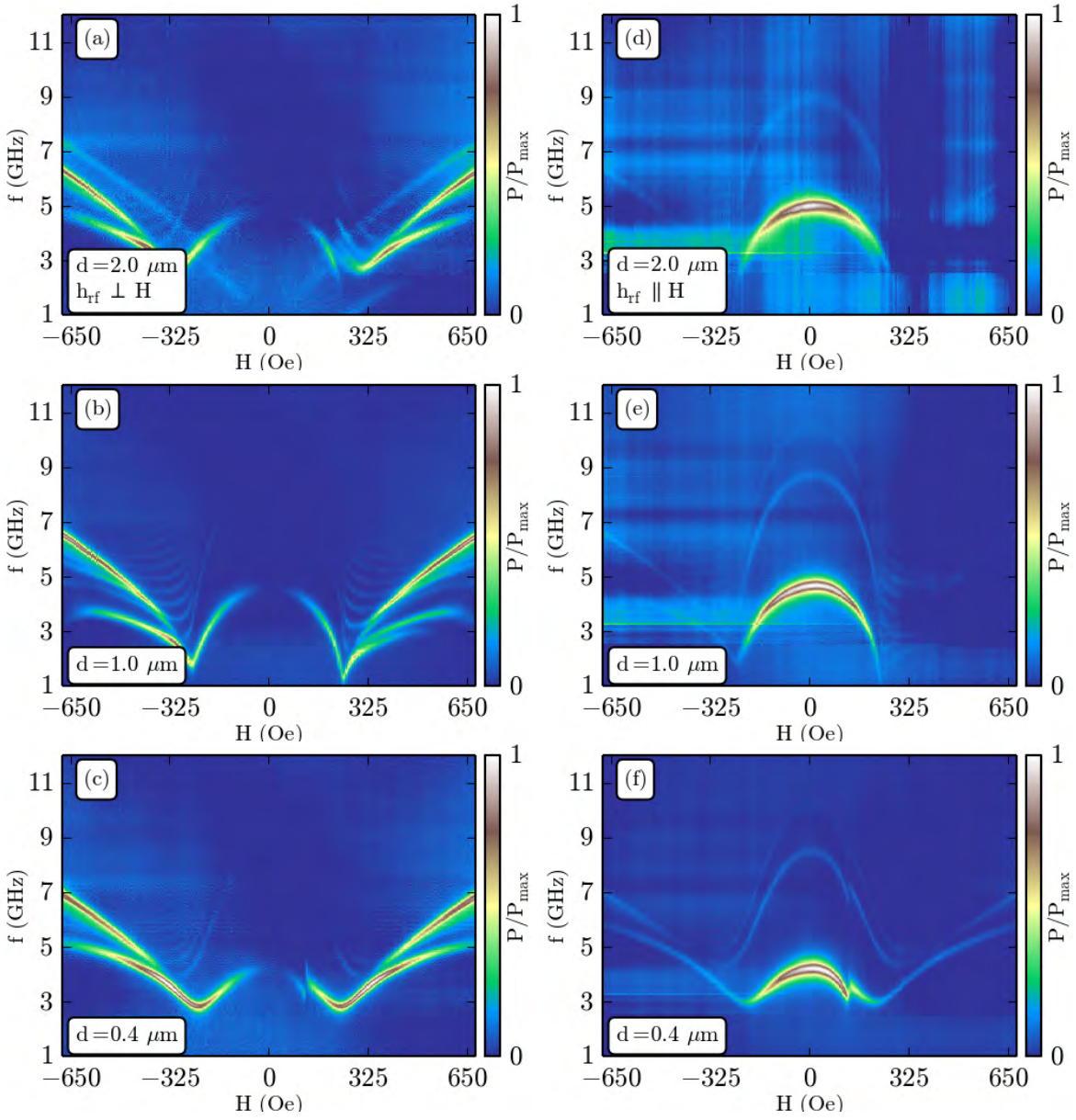


Figura 6.67: Espectros de absorção medidos com o campo H Transversal ao comprimento das linhas. a), b) e c) espectros de absorção medidos na configuração ($h_{rf} \perp h$) e d), e) e f) espectros de absorção medidos na configuração ($h_{rf} \parallel H$) para as amostras indicadas, respectivamente.

O perfil dos espectros neste caso são bastantes diferentes em relação a medida longitudinal. Observamos claramente que interação dipolar entre as linhas modifica a resposta em frequências dos modos de ressonância excitados.

Nas medidas com o campo magnético transversal ao eixo maior e excitação $\mathrm{h_{rf\perp}}$ observamos em frequência menores o desdobramento do ramos principal em dois ramos com amplitudes altas. Estes modos são devido ao confinamento finito na lateral das linhas que afeta o campo desmagnetizante. O ramo que aparece nas frequências menores (indicado pela vermelha) são modos de onda de spins num regime de troca localizados nas bordas da linhas (modo de borda) e os ramos mais altos (seta preta) são modos de onda de spins de natura dipolar excitados na região central da linha (modo central) [55], [52].

Comparando os espectros em relação a configuração da medida ($\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{h}$) e ($\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{h}$) podemos observar os modos que não são excitados em uma configuração são bem definidos na outra. Para ($\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{h}$) os ramos dos modos centrais uniformes são menos intensos devido à orientação relativa entre a magnetização das linhas e o campo de excitação $\mathrm{h_{rf}}$. Os modos centrais ganham intensidade quando a magnetização fica alinhada ao longo do comprimento da linha e perpendicular ao campo $\mathrm{h_{rf\parallel}}$.

Na Figura 6.68 são apresentados os perfis de absorção a campo fixo $\mathrm{H} = 0\,\mathrm{Oe}$ com excitação $\mathrm{h_{rf\parallel}}$ das amostas.

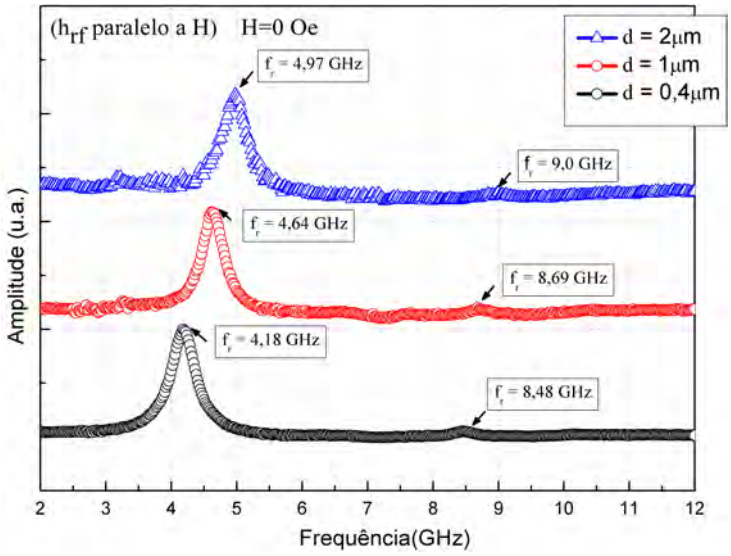


Figura 6.68: perfil de absorção a campo fixo $\mathrm{H} = 0\,\mathrm{Oe}$ com excitação $\mathrm{h_{rf\parallel}}$ das amostas

Identificamos as frequências de ressonância dos picos dos modos de oscilação em frequências $\mathrm{f} = 4.97\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 4.97\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 4.97\,\mathrm{GHz}$, respectivamente para os arranjos com espaçamentos entre as linhas d = $0.4\,\mu$m, 1 μm e 2 μm e também modos secundários em frequências maiores como $\mathrm{f} = 9.0\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 8.69\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 8.48\,\mathrm{GHz}$, respectivos para as amostras com d = $0.4\,\mu$m, 1 μm e 2 μm entre os linhas paralelos. O acoplamento ente as linhas altera o valor da frequência para um valor menor comparado com as outras linhas desacopladas e estas alterações também são explicadas em termos dos fatores desmagnetizantes efetivos de cada arranjo.

6.3.4 Simulação Micromagnética

As medidas dinâmicas com o campo aplicado transversal ao comprimento das linhas foram investigadas por simulação micromagnética usando a plataforma MuMax3 e obtemos detalhes sobre o comportamento dos modos excitados na linha nas mesmas condições das medidas experimentais.

O sistema simulado foi uma linha longa de $99\,\mu$m comprimento e $1\,\mu$m largura com espessura $\mathrm{t} = 50\,\mathrm{nm}$ de Py. A discretização do sistema foi dada em células individuais com tamanho aproximado de $2 \times 5 \times 50\ \mathrm{nm}^3$ e as constantes de magnetização de saturação $\mathrm{M_s} = 800 \times 10^3\,\mathrm{A/m}$, contante de rigidez de troca $A = 13 \times 10^{-12}$ (J/m) e a constante de damping de Gilbert $\alpha = 0.02$.

Para o caso de uma linha magnetizada transversal ao seu comprimento foram simulados as duas configurações de campos $\mathrm{h_{rf\perp}}$ e $\mathrm{h_{rf\parallel}}$, como representado na Figura 6.30. A partir de uma configuração de equilíbrio inicial aleatória a linha é magnetizada na direção transversal ao seu comprimento por um campo estático variando de 0 até $1000\,\mathrm{Oe}$ com passos de $20\,\mathrm{Oe}$.

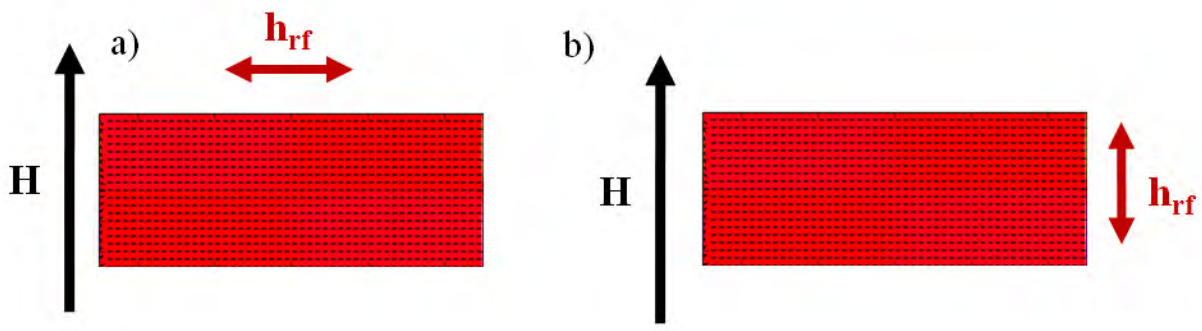


Figura 6.69: Configurações simuladas para uma linha magnetizada na direção transversal ao seu comprimento. (a) Sistema excitado por um campo magnético senoidal na direção perpendicular $\mathrm{h_{rf\perp}}$. (B) Sistema excitado por um campo magnético senoidal na direção paralelo $\mathrm{h_{rf\parallel}}$.

Para cada campo estático, o sistema foi excitado com um campo magnético oscilante $\mathrm{h_{rf}}$ aplicado no plano, perpendicular e paralelo a direção do campo H variando a frequência de $2\,\mathrm{GHz}$ até $12\,\mathrm{GHz}$ com passos de $20\,\mathrm{MHz}$.

- Linha magnetizada transversalmente

Na Figura 6.70 são apresentados os espectro de absorção $(\mathrm{P\ vs.\ H\ vs.\ f})$ da amostra com espaçamento d= 2 μm medido experimentalmente nas configurações ($\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{H}$) e ($\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{H}$) juntamente os espectros de absorção simulados nestas configurações para uma linha de Py com 99 μm comprimento e 1 μm largura com espessura $\mathrm{t} = 50\,\mathrm{nm}$.

Em todos os casos que foram simulados foi considerado apenas uma única linha e não estamos levando em consideração uma interação entre os elementos de uma rede. Os espectros de absorção calculados reproduzem muito bem o perfil da evolução dos modos de ressonância excitados mas em uma escala de campos e frequências diferentes.

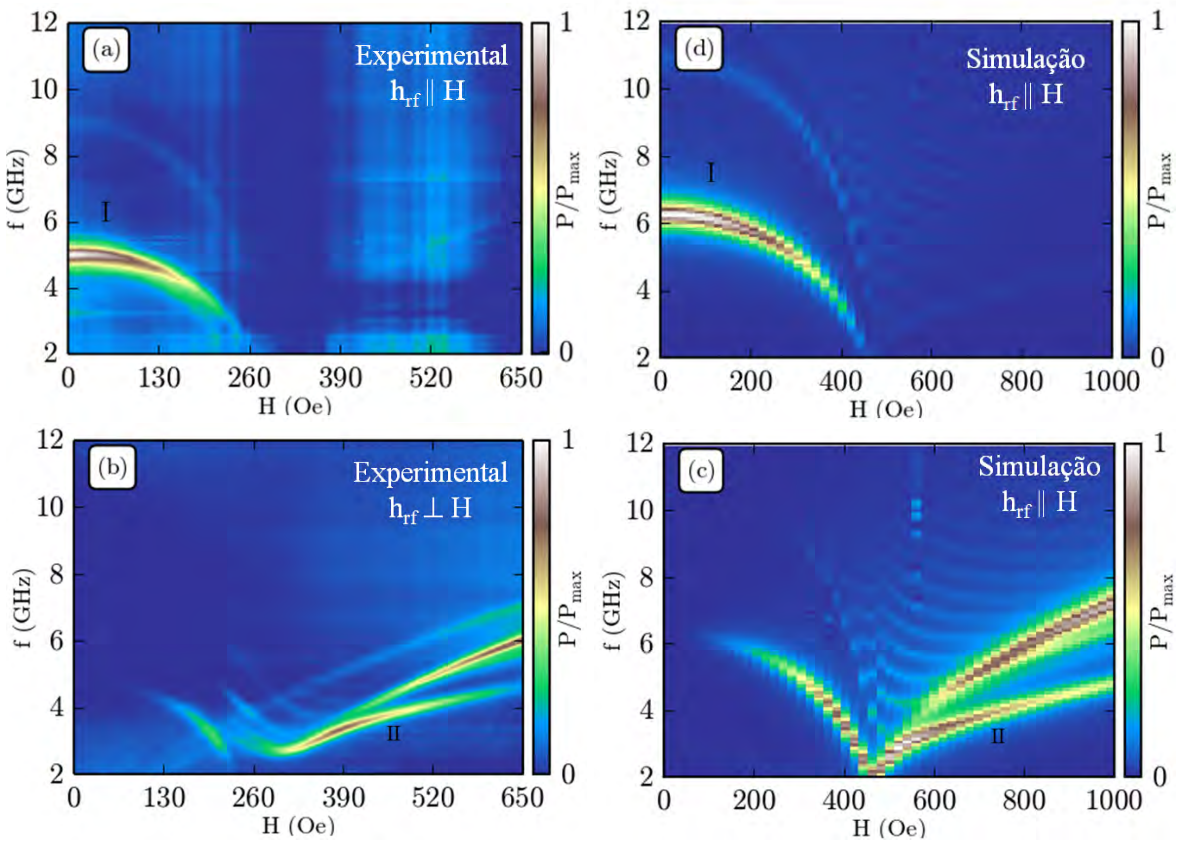


Figura 6.70: Espectros de absorção $(\mathrm{P\ vs.\ H\ vs.\ f})$ medidos experimentalmente na configuração ($\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{H}$) (a) e na configuração ($\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{H}$) (b). Espectros de absorção simulados na configuração ($\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{H}$) (c) e na configuração ($\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{H}$) (d) para uma linha de Py com 99 μm comprimento e 1 μm largura com espessura $\mathrm{t} = 50\,\mathrm{nm}$.

Conforme ressaltam os espectros com o campo aplicado na direção transversal ao comprimento da linha, podemos excitar diferentes modos de ressonância no estado não-saturado e saturado da magnetização dentro da linha dependendo da direção de excitação $\mathrm{h_{rf\parallel}}$ ou $\mathrm{h_{rf\perp}}$. É valido ressaltar que os modos de ressonância excitados com baixa intensidade na configuração $\mathrm{h_{rf\parallel}}$ são favorecidos com a configuração de campo $\mathrm{h_{rf\perp}}$.

A evolução dos modos excitados se complementam nas duas configurações . É extremamente importante para a investigação dinâmica dos modos de ressonância excitados dentro dos sistemas confinados a excitação em campos $\mathrm{h_{rf\parallel}}$ e $\mathrm{h_{rf\perp}}$. Assim é possível obter mais detalhes sobre os modos de ressonância excitados tanto no estado não saturado das linhas como também modos excitados no estado saturado da magnetização na direção do campo externo.

A minimização de energia dentro do sistema faz com que a magnetização, a campo nulo, se alinhe ao longo do comprimento maior da linha . Assumindo a configuração de campo $\mathrm{h_{rf\parallel}}$, uma grande região da magnetização estática se encontra perpendicular a esta direção de excitação e modos são excitados com bastante amplitude.

As frequências destes modos observados com a configuração $\mathrm{h_{rf\parallel}}$ diminuem com o aumento do campo magnético devido a alterações nos fatores desmagnetizantes do sistema quando a magnetização estática alinha-se na direção do campo externo. A amplitude dos modos excitados também diminuem pelo fato que a magnetização estática vai deixando de fazer um ângulo de 90 graus com a direção de excitação.

Na configuração de campo $\mathrm{h_{rf\perp}}$, em campo nulo, a magnetização estática alinhada ao longo do comprimento da linha se encontra paralelo a direção de excitação e os modos excitados apresentam amplitude quase nula, não sendo observados nos espectros para campos baixos.

Para $\mathrm{H} > 0$ aplicados ao longo do eixo menor da linha a configuração de excitação $\mathrm{h_{rf\perp}}$ é mais favorecida. A magnetização dentro da linha tende-se a alinhar na direção do campo aplicado e como a direção de excitação é perpendicular a esta direção, os modos podem ser excitados com amplitudes maiores. No entanto, quando aumentamos o campo na direção transversal a questão do campo desmagnetizante dentro da linha passa influenciar fortemente na excitação de ondas de spins.

A seguir, são apresentados e discutidos as oscilações dos modos de ressonância excitados em uma linha magnetizada transversal ao seu comprimento maior. Detalhes sobre os modos de oscilação excitados no estado não saturado e saturado da magnetização identificados como I, II serão obtidos.

- **Perfil dos modos excitados**

Na continuação vamos discutir em detalhes a simulação da distribuição espacial da magnetização dos modos excitados na configuração de campo perpendicular e paralelo (marcados como I e II na Figura 6.70) em frequências e campos específicos.

⋆ **Modos I**

Na figura 6.71 são apresentados os dados simulados para campo $\mathrm{H} = 0$ na configuração de campo $\mathrm{h_{rf\parallel}}$. Um modo excitado principal é observado na frequência $\mathrm{f} = 6.2\,\mathrm{GHz}$ e vários outros modos com amplitude baixa em $\mathrm{f} = 7.9\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 8.4\,\mathrm{GHz}$,$\mathrm{f} = 9\,\mathrm{GHz}$,$\mathrm{f} = 9.8\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 10.8\,\mathrm{GHz}$. Os modos excitados nas frequências $\mathrm{f} = 6.2\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 10.8\,\mathrm{GHz}$ aparentam corresponder aos observados experimentalmente.

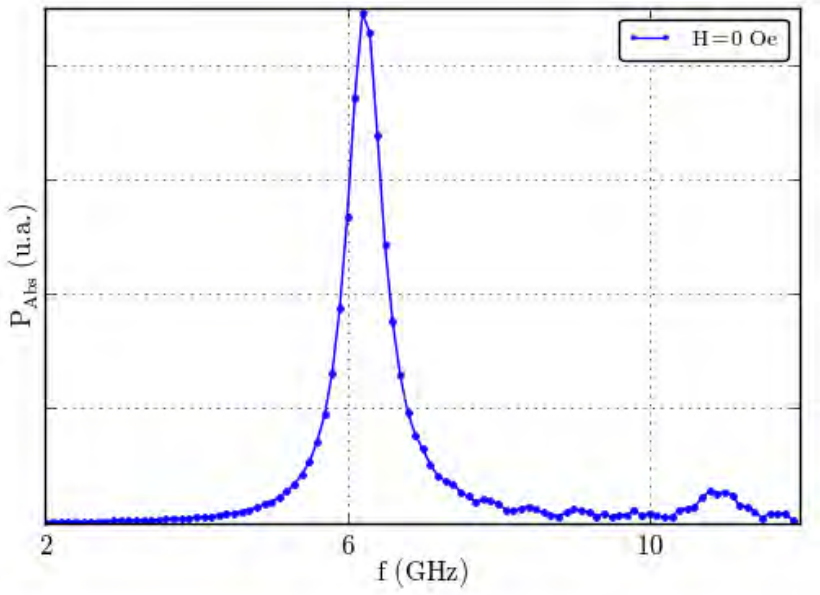


Figura 6.71: Perfil de absorção simulada para o campo $\mathrm{H} = 0$ na configuração de campo $\mathrm{h_{rf\parallel}}$.

Na figura 6.72, podemos ver os detalhes da evolução temporal em meio período da distribuição espacial da magnetização ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) simulada na frequência $\mathrm{f} = 6.2\,\mathrm{GHz}$.

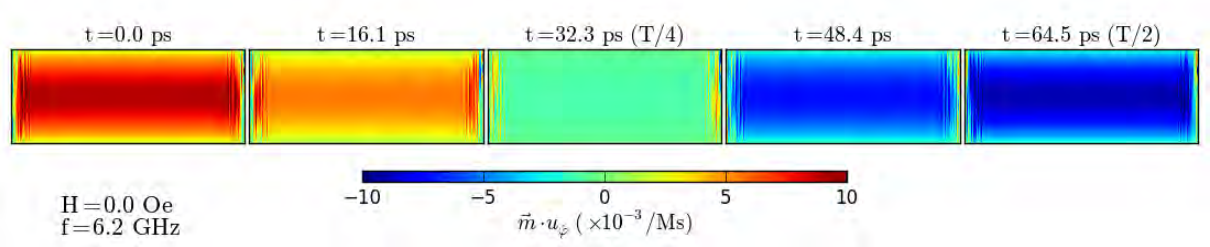


Figura 6.72: Propagação temporal da distribuição espacial da magnetização contidas na direção do vetor $u_{\hat{\varphi}}$ do modo excitado em $\mathrm{H} = 0$ na frequência $\mathrm{f} = 6.2\,\mathrm{GHz}$.

Em $\mathrm{H} = 0$ a magnetização está alinhada ao longo do eixo maior da linha e perpendicular a direção de excitação. Os modos excitados em campo nulo nesta configuração de campo são localizados predominantemente na região central da linha ao longo de todo o comprimento, onde a magnetização estática local fica perpendicular a direção de excitação , como representado na Figura 6.73.

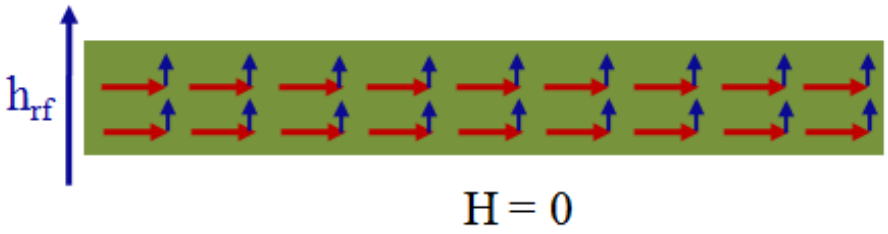


Figura 6.73: Perfil dos modos excitados em campo nulo com configuração de campo $\mathrm{H}_{\mathrm{rf}\parallel}$. As setas vermelhas correspondem aos vetores magnetização e as setas azuis aos vetores oscilantes.

Os modos de ressonância em I evoluem com o campo diminuindo a frequência de excitação dos modos, como pode ser visto nos perfis de absorção em baixas frequências dos campo $\mathrm{H} = 0$, $\mathrm{H} = 100\,\mathrm{Oe}$, $\mathrm{H} = 200\,\mathrm{Oe}$, $\mathrm{H} = 300\,\mathrm{Oe}$ e $\mathrm{H} = 400\,\mathrm{Oe}$ apresentados na Figura 6.74.

Em $\mathrm{H} = 200\,\mathrm{Oe}$ observamos um modo principal excitado em $\mathrm{f} = 5.7\,\mathrm{GHz}$ e um com menos amplitude em frequência maiores em $\mathrm{f} = 10.1\,\mathrm{GHz}$, em $\mathrm{H} = 300\,\mathrm{Oe}$ um modo principal em $\mathrm{f} = 4.9\,\mathrm{GHz}$ e dois com menos amplitude em frequências maiores em $\mathrm{f} = 8.9\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 10.7\,\mathrm{GHz}$. Para $\mathrm{H} = 400\,\mathrm{Oe}$ observamos um modo principal em $\mathrm{f} = 3.5\,\mathrm{GHz}$ e em frequências mais altas podemos ver vários picos com amplitude menor em frequências $\mathrm{f} = 6.7\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 7.9\,\mathrm{GHz}$,

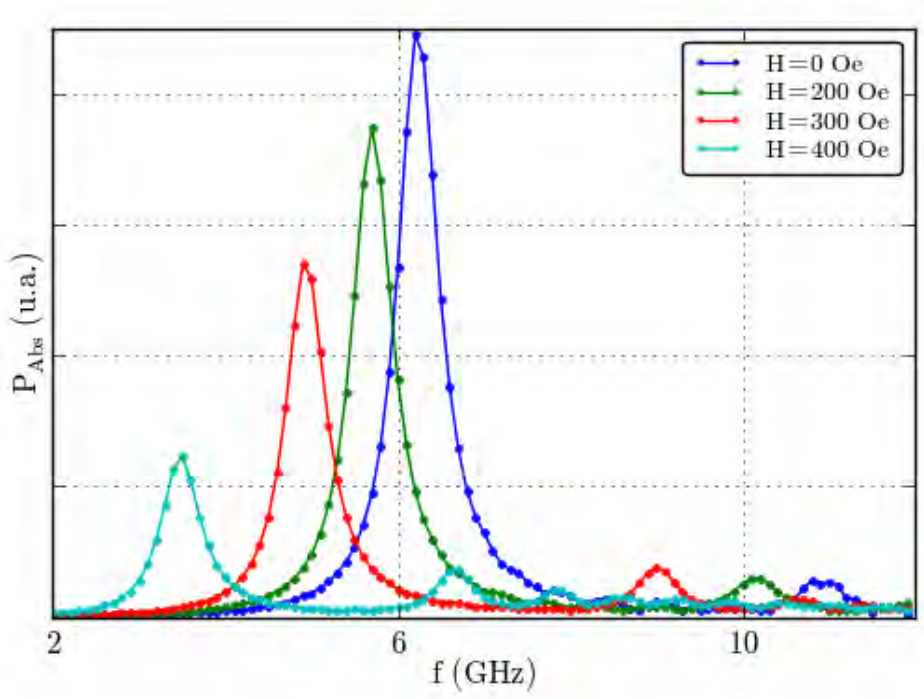


Figura 6.74: Perfil de absorção simulada para o campo $\mathrm{H} = 0$, $\mathrm{H} = 100\,\mathrm{Oe}$, $\mathrm{H} = 200\,\mathrm{Oe}$, $\mathrm{H} = 300\,\mathrm{Oe}$ e $\mathrm{H} = 400\,\mathrm{Oe}$ na configuração de campo $\mathrm{h_{rf\parallel}}$

$\mathrm{f} = 8.6\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 9.2\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 9.8\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 10.4\,\mathrm{GHz}$, $\mathrm{f} = 11\,\mathrm{GHz}$. Todos estes modos citados aparentam corresponder aos observados experimentalmente nesta região de campos.

Na Figura 6.75 podemos ver os detalhes da distribuição espacial da magnetização ($\vec{m} \cdot u_{\hat{\varphi}_i}$) no plano da amostra, simulado para os modos excitados nos campos $\mathrm{H} = 0$, $\mathrm{H} = 200\,\mathrm{Oe}$ e $\mathrm{H} = 400\,\mathrm{Oe}$.

As oscilações dos modos excitados nas frequências mais baixas como $\mathrm{f} = 6.2\,\mathrm{GHz}$ em $\mathrm{H} = 0$ e $\mathrm{f} = 5.7\,\mathrm{GHz}$ em $\mathrm{H} = 200\,\mathrm{Oe}$ e $\mathrm{f} = 3.5\,\mathrm{GHz}$ em $\mathrm{H} = 400\,\mathrm{Oe}$ se concentram nas regiões central da linha e não aparecem linhas nodais $n = 0$.

Em frequências maiores, as oscilações acontecem com linhas nodais n na região central ao longo da largura finita da linha e perpendicular a direção do campo magnético aplicado.

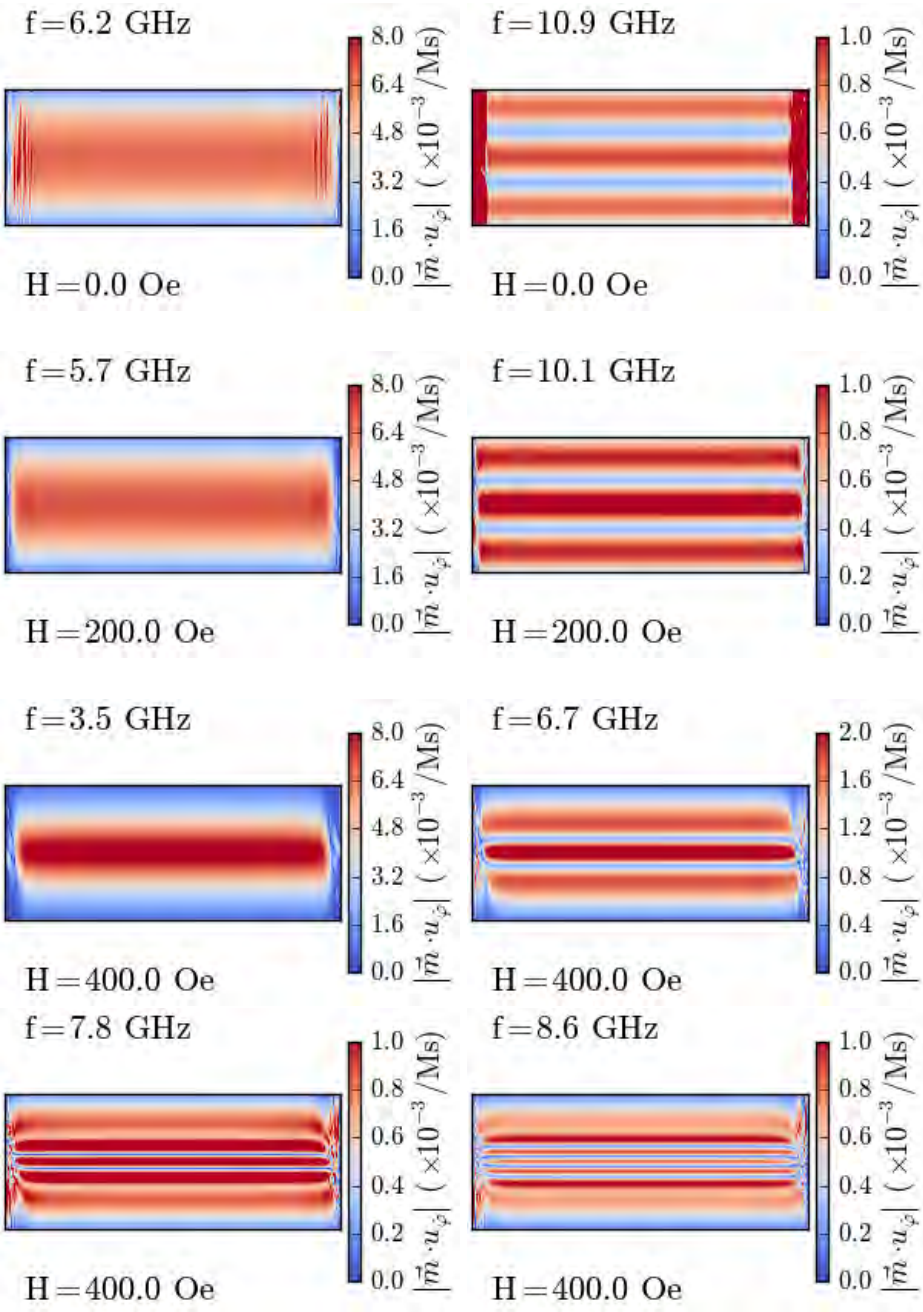


Figura 6.75: Perfis dos modos excitados em $H = 0\,Oe$ nas frequências $f = 6.2\,GHz$ e $f = 10.9\,GHz$, em $H = 200\,Oe$ nas frequências $f = 5.7\,GHz$ e $f = 10.1\,GHz$ e em $H = 400\,Oe$ nas frequências $f = 3.7\,GHz$, $f = 6.7\,GHz$, $f = 7.8\,GHz$ e $f = 8.6\,GHz$.

⋆ **Modos II**

Na figura 6.76 são apresentados os dados simulados para os campos $\mathrm{H} = 860\,\mathrm{0e}$, $\mathrm{H} = 900\,\mathrm{0e}$, $\mathrm{H} = 940\,\mathrm{0e}$ e $\mathrm{H} = 980\,\mathrm{0e}$ na configuração de campo $\mathrm{h_{rf\perp}}$.

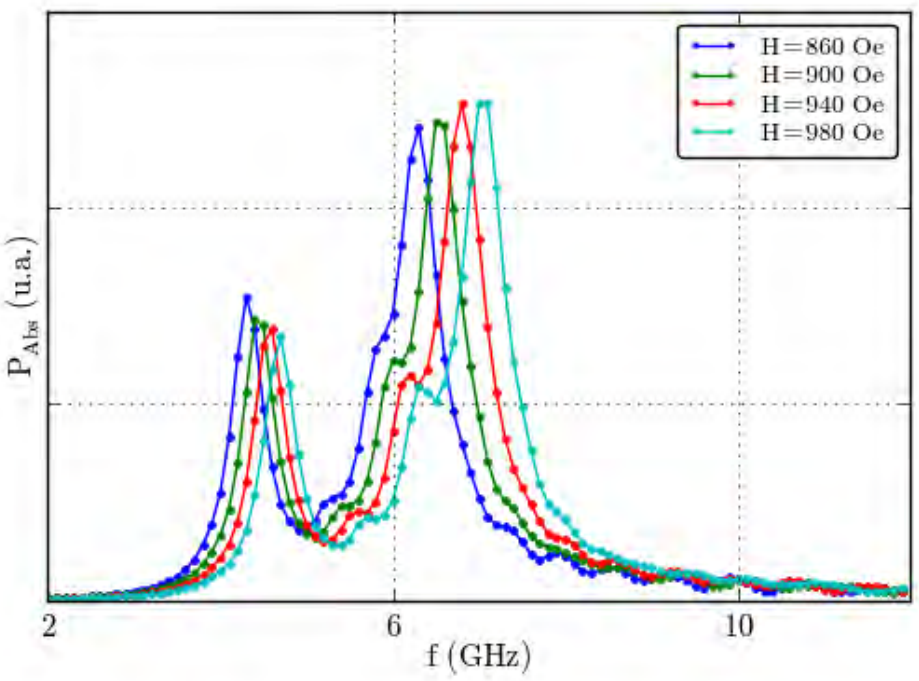


Figura 6.76: Perfis de absorção simulado nos campos $\mathrm{H} = 860\,\mathrm{0e}$, $\mathrm{H} = 900\,\mathrm{0e}$, $\mathrm{H} = 940\,\mathrm{0e}$ e $\mathrm{H} = 980\,\mathrm{0e}$ na configuração de campo $\mathrm{h_{rf\perp}}$

Entre as frequências $\mathrm{f} = 4\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 5\,\mathrm{GHz}$ observamos um modo de ressonância principal excitado em todos os campos. Com o aumento do campo estes picos se deslocam para frequências maiores com amplitude menores.

Na Figura 6.79 podemos ver os detalhes da distribuição espacial da magnetização simulada nas frequências $\mathrm{f} = 4.5\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 4.6\,\mathrm{GHz}$ para os modos excitados nos campos $\mathrm{H} = 900\,\mathrm{0e}$ e $\mathrm{H} = 940\,\mathrm{0e}$.

Estes modos excitados entre as frequências $\mathrm{f} = 4\,\mathrm{GHz}$ e $\mathrm{f} = 5\,\mathrm{GHz}$ apresentam o mesmo perfil de oscilação. Observamos amplitude de oscilação nas regiões das bordas laterais confinadas da linha e na região central não observamos amplitude de oscilação. Estes modos de

oscilação entre as frequências $f = 4\,GHz$ e $f = 5\,GHz$ aparentam ser os observados observados experimentalmente e identificados no espectro como modos II.

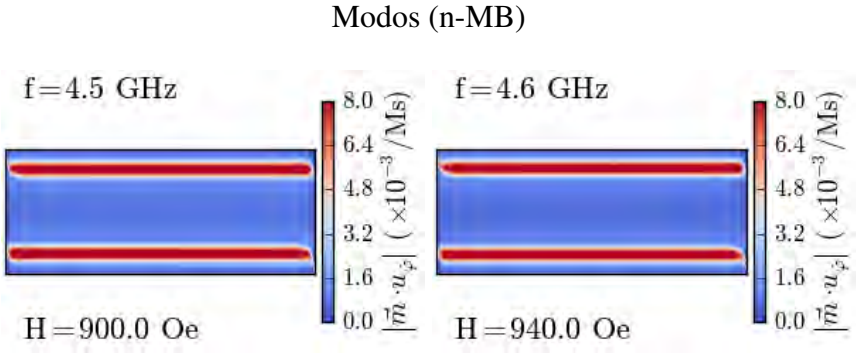


Figura 6.77: Perfis dos modos excitados em $H = 900\,Oe$ na frequência $f = 4.5\,GHz$ e em $H = 940\,Oe$ na frequência $f = 4.6\,GHz$.

Em frequências acima de $f = 5\,GHz$ até $f = 8\,GHz$ observamos para cada campo o desdobramento de dois modos principais excitados com diferentes amplitudes que se deslocam para altas frequências em função do campo. Na Figura 6.79, podemos ver os detalhes da distribuição espacial da magnetização simulado nas frequências $f = 5.9\,GHz$ e $f = 6.5\,GHz$ para os modos excitados no campo $H = 900\,0e$. Observamos nestes modos amplitude de oscilação nas regiões mais próxima a região central das linhas.

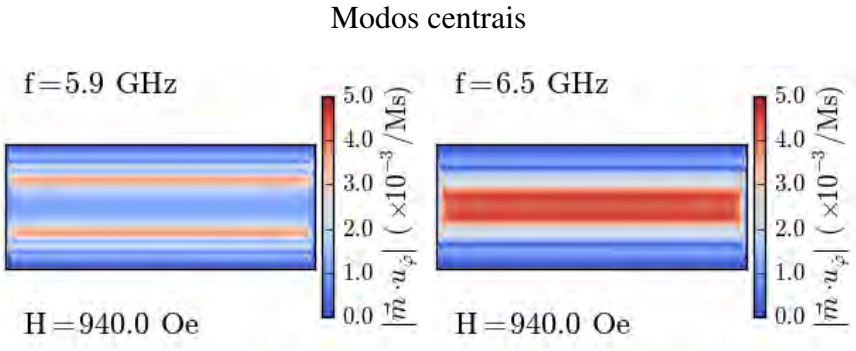


Figura 6.78: Perfis dos modos excitados em $H = 900\,Oe$ nas frequências $f = 5.9\,GHz$ e $f = 6.5\,GHz$.

Em frequências acima de $f = 8\,GHz$ observamos vários modos de ressonância excitados com amplitude baixa. Na Figura 6.79, podemos ver a distribuição espacial oscilação da mag-

netização destes modos simulado nas frequências $f = 5.9\,GHz$ e $f = 6.5\,GHz$ para os modos excitados no campo $H = 900\,0e$.

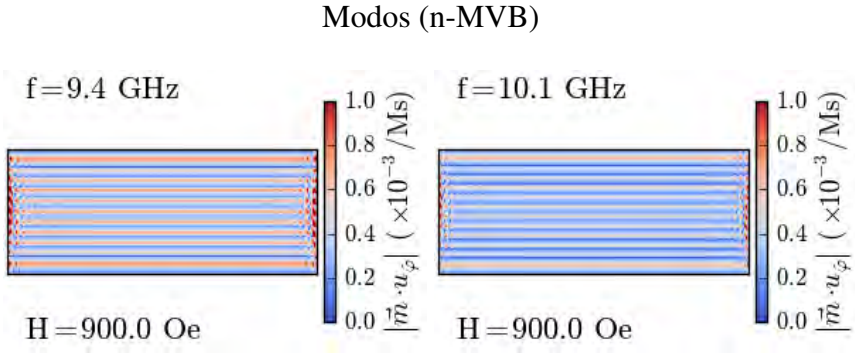


Figura 6.79: Perfis dos modos excitados em $H = 900\,Oe$ nas frequências $f = 9.4\,GHz$ e $f = 10.1\,GHz$.

Em destaque, os modos de oscilação excitados no campo $H = 900\,0e$ nas frequências $f = 5.9\,GHz$ e $f = 6.5\,GHz$ apresentam uma estrutura do tipo de modos (n-MVB) com várias linhas nodais na região central da linha se propagando ao longo das laterias e perpendiculares a direção do campo magnético aplicado.

Analisando o perfil dos modos de ressonância excitados simulados com o campo transversal ao comprimento maior da linha, observamos que a quantização da magnetização dinâmica neste caso é diferente do caso da magnetização longitudinal. No caso transversal as ondas na qual são quantizadas são ondas de spins de volume backward (MVB) de natureza dipolo-troca, tendo o vetor de onda paralelo ao campo externo.

Nos vetores de onda com magnitude pequena (e /ou limite desprezando a interação de troca) a frequência das ondas destes modos diminui com o aumento do seu vector de onda [91], [55]. Logo, nos modos localizados na região central da linha ao longo da direção do campo externo são localização de natureza dipolar.

Sendo o campo interno estático ao longo da largura da linha não homogêneo, os modos excitados a uma certa frequência fixa são compostos por varias ondas planas com diferentes magnitudes do vetor de onda. Assim, quando magnetizamos transversalmente as linhas os modos de ondas de spins em frequências menores tornam-se de natureza da interação de troca

e são localizados perto das bordas laterais da linha [51].

6.3.5 Conclusões parciais

O comportamento dinâmico de arranjos periódicos de retângulos de $1\,\mu$m $\times$ de largura e $99\,\mu$m de comprimento e espessura $t = 50\,nm$ de $\mathrm{Ni_{81}Fe_{19}}$ com espaçamentos d = $0.4\,\mu$m, $1\,\mu$m e $2\,\mu$m entre as linhas paralelas foram investigados por medidas experimentais de ressonância ferromagnética em banda larga usando a técnica de VNA-FMR.

Observamos que os processos de reversão da magnetização e os espectros de absorção de FMR são influenciados pela interação entre as linhas e pela orientação da magnetização ao longo dos eixos das linhas.

As duas configurações de campo de excitação, $\mathrm{h_{rf\perp}}$ e $\mathrm{h_{rf\parallel}}$ possibilitou observar detalhes da evolução dos modos de ressonância excitados no estado saturado e não saturado da magnetização dentro da linha. Para o campo aplicado na direção do eixo menor das linhas as duas configurações de excitação foram importantes para observar o comportamento de maior parte dos modos de ressonância excitados na linha.

A não homogeneidade do campo interno ao longo da direção de magnetização leva a modos de onda de spins localizados tanto nas bordas e no centro das linhas e estes modos são claramente observados nos resultados experimentais.

O perfil dos espectros de potência absorvida simulados com o campo externo aplicado na direção transversal ao comprimento das linhas com configurações de campo de excitação $\mathrm{h_{rf\perp}}$ e $\mathrm{h_{rf\parallel}}$ reproduziram muito bem o perfil da evolução dos modos de ressonância excitados, porém em uma escala de campos e frequências diferentes. Isto pode ser devido a simulação não levar em consideração a interação entre os elementos do rede, já que estamos simulando somente uma linha. Outro ponto é que a amostra experimental não ter condições perfeita de bordas, rugosidade como considerado na simulação e também podemos considerar diferença nas constantes magnéticas usadas na simulação.

As simulações da distribuição da magnetização dos modos excitados mostram o perfil dos modos de onda de spins com a magnetização localizada nas bordas e de acordo com a teoria

estes modos são de natureza da interação de troca e perfil dos modos de onda de spins com a magnetização no centro das linhas sendo de natureza dipolar.

Nossos resultados permitem a compreensão da dinâmica da magnetização dos arranjos periódicos de estruturas 2D coletivas e abre oportunidades para a confecção de dispositivos com resposta sob medida.

7. Resultados dos sistemas com *Exchange Bias*

São discutidos como a anisotropia e os parâmetros de acoplamento entre as camadas FM/AFM dependem da espessura da camada AFM. Os dados experimentais foram comparados com cálculos numéricos realizados utilizando o modelo de exchange bias granular, que considera a anisotropia unidirecional e anisotropia rodável presente nas amostras [27], combinado com os procedimentos de Smith e Beljers [31].

A seguir serão apresentados os detalhes de produção e caracterização das amostras estudadas.

7.1 Filmes multicamadas de $(\mathrm{NiFe/IrMn(t)/Ta}) \times 10$

Filmes multicamadas de $[NiFe(20\,nm)/IrMn(t_{\mathrm{IrMn}})/Ta(3\,nm)] \times 10$ com t_{IrMn} = 4 e 15 nm foram produzidos sobre o substrato de Si(100) com uma camada buffer de 20 nm de Ta (ver Fig.7.1). As multicamadas de filmes finos foram produzidas pela técnica de *Magnetron Sputtering* no sistema de deposição de filmes finos do Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM) da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM). Os filmes foram depositados com pressão de base de $2 \times 10^{-7}\,\mathrm{Torr}$ em uma atmosfera de Argônio de $5,2\,\mathrm{mTorr}$, o fluxo de Ar foi de aproximadamente $22,2\,\mathrm{sccm}$ (centímetro cúbico padrão por minuto). No sistema foram utilizados simultaneamente três canhões alimentados por uma fonte RF, para o alvo de NiFe e por fontes DC, para os alvos de Ta e IrMn.

Os porta substratos movimentam-se com uma velocidade constante durante a deposição

garantindo uma uniformidade dos filmes e induzindo uma leve anisotropia na direção do movimento. Uma configuração de ímãs permanentes que geram um campo magnético de cerca de $2,1\,\mathrm{kOe}$ na direção paralela ao plano da amostra foi utilizada no porta-substratos. Este campo é necessário para a indução, durante a deposição, do fenômeno de EB nas amostras.

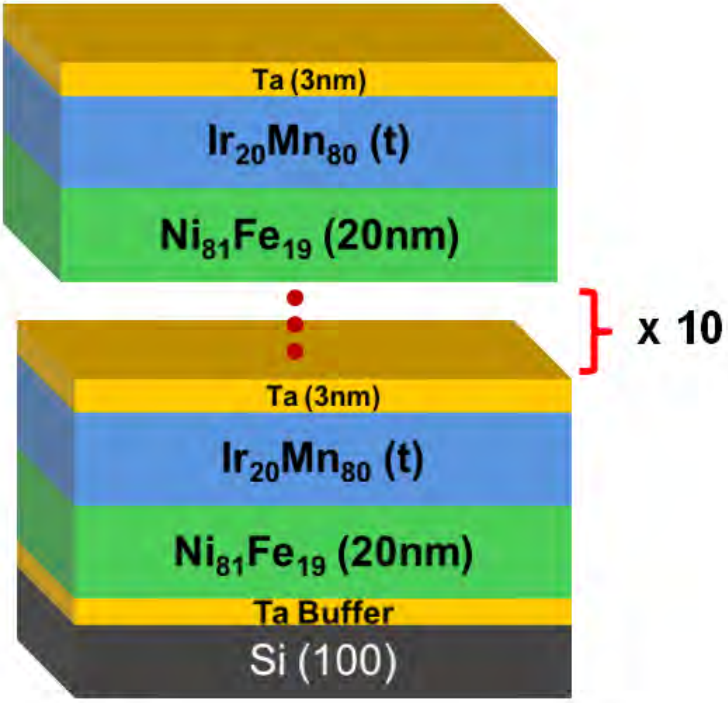


Figura 7.1: Figura ilustrativa da estrutura das amostras.

7.1.1 Caracterização Estrutural

A caracterização estrutural das amostras foi feita pela técnica de difração de raios-X (DRX) e o equipamento utilizado foi o Difratômetro X' Pert PRO da marca Panalytical do CBPF sobre uma radiação de Cu-Kα com comprimento de onda de 1,54056 $\mathring{\mathrm{A}}$. Neste trabalho foram realizadas medidas de DRX a altos ângulos. Os espectros de DRX a altos ângulos, de acordo com a intensidade relativa dos picos, fornecem informação sobre a textura das amostras. Como pode ser visto na Figura 7.2, as amostras apresentam um crescimento preferencial (111) FCC (41.4°) e NiFe (44.1°).

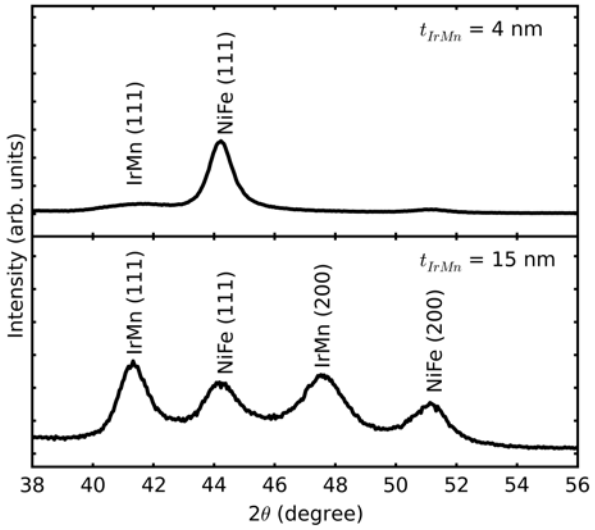


Figura 7.2: Espectro de difração de raios-x a altos ângulos das amostras [NiFe(20 nm)/IrMn(t_{IrMn})/ Ta(3 nm)]$\times$ 10 films, com t_{IrMn} = 4 e 15 nm.

7.1.2 Caracterização estática MxH

As medidas de magnetização $\mathrm{M} \times \mathrm{H}$ foram obtidas usando um magnetômetro de amostra vibrantes (VSM) com campos máximos de $\pm$ 300 Oe. Na Figura 7.3 são mostradas as curvas de magnetização das amostras com t_{IrMn} = 4 nm e t_{IrMn} = 15 nm, para diferentes três ângulos diferentes de aplicação de campo, $\theta_H = 0°$, $45°$ e $\theta_H = 90°$ em relação ao eixo preferencial da anisotropia unidirecional induzida. As amostras medidas foram cortadas aproximadamente nas dimensões $3 \times 3\,\mathrm{mm}^2$. As curvas de magnetização com o campo aplicado paralelo ao eixo

preferencial da anisotropia exibem um deslocamento para H_{EB}. O campo de H_{EB} se anula em $\theta_H = 90°$, quando o campo é aplicado perpendicular do eixo de anisotropia unidirecional induzida na interface. O campo de exchange bias (H_{EB}), como definido na seção 2.1.5, tem uma dependência angular com o campo externo aplicado (H_{ext}). A direção da anisotropia unidirecional induzida nas multicamadas durante seu crescimento é usada como referência para a aplicação do campo magnético externo. Quando o campo for aplicado paralelamente a esta direção o ângulo θ_H será $0°$ ou $180°$ e se for aplicado perpendicular a esta direção o ângulo será $90°$.

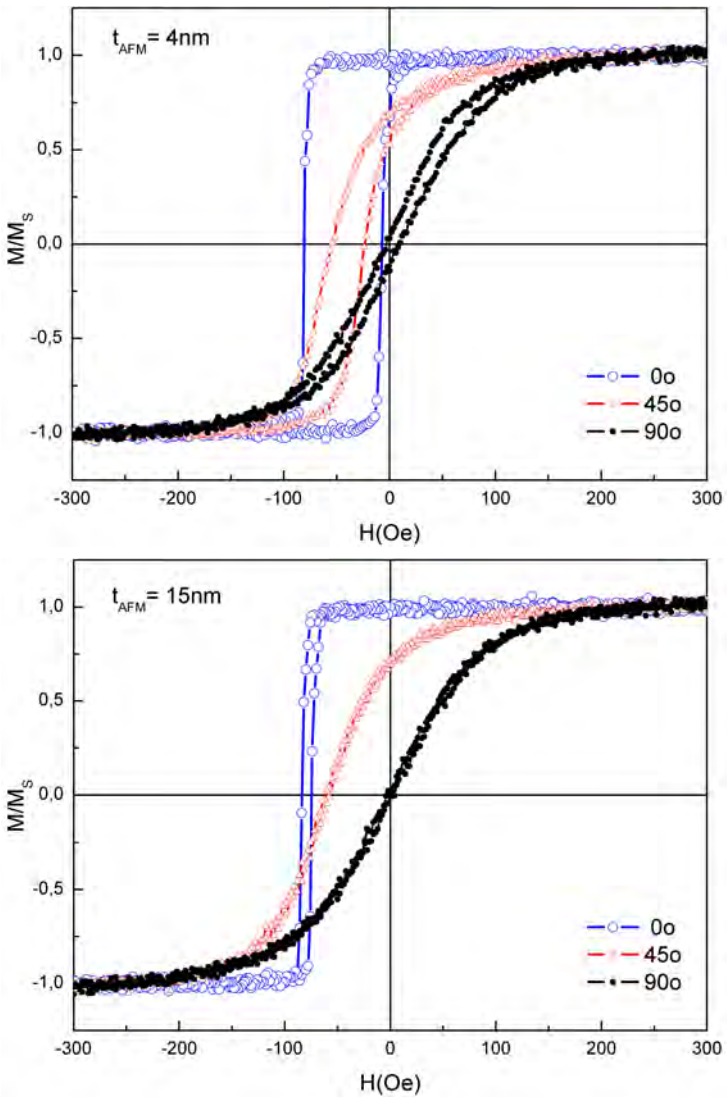


Figura 7.3: curvas de magnetização M × H das amostras com t_{IrMn} = 4 nm e t_{IrMn} = 15 nm, para três ângulos diferentes de aplicação de campo, $\theta_H = 0°$, $45°$ e $\theta_H = 90°$ em relação ao eixo preferencial da anisotropia unidirecional induzida.

7.1.3 Caracterização Dinâmica

Medidas magnéticas dinâmicas foram realizadas por ressonância ferromagnética de banda larga usando um analisador vetorial de rede Rhode & Shwarz ZVA24 VNA combinado com um guia de ondas coplanar para frequências na faixa de 0.1 - 7 GHz e campos magnéticos de $\pm$ 300 Oe. Para estas medidas, cada amostra foi colocada no topo da guia de onda coplanar, onde **H** foi aplicado ao longo da direção de propagação. Os espectros de ressonância foram obtidos medindo o parâmetro S_{21} [**?**] em relação a um espectro de referência obtido quando a amostra foi saturada ao longo da direção do campo de RF; as frequências de ressonância também foram extraídas em função do H. Todas as medidas foram realizadas com campo magnético **H** aplicado em um ângulo de $0°$, $45°$ e $90°$ em relação à direção do EB induzido durante a deposição.

O espectro em banda larga da frequência de ressonância em função do campo H da amostra com 4nm de espessura da camada de IrMn é apresentado na figura 7.4 juntamente com a curva de magnetização $M \times H$.

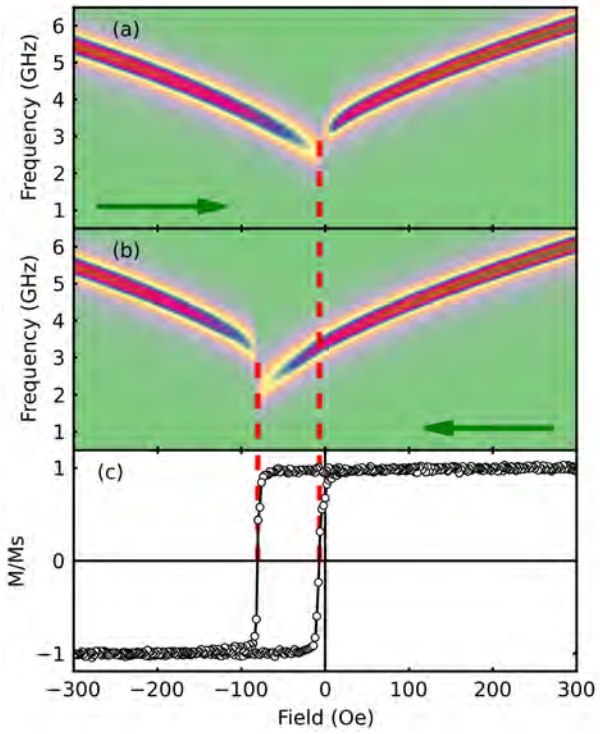


Figura 7.4: (Mapa de cores) O espectro em banda larga da frequência de ressonância em função do campo H (a) e (b) e curva de magnetização (M×H) (c) para o filme com 4 nm de espessura de camada de IrMn. As setas indicam o sentido do campo aplicado e as linhas tracejadas mostram as singularidades do espectro com a medida magnética estática.

7.1.4 Modelo

A relação de dispersão foi modelada seguindo o procedimento estabelecido por Smith-Beljers [31] dependência em campo da frequência de ressonância e é descrita por,

$$\left(\frac{\omega}{\gamma_0}\right)^2 = \frac{1}{M_s^2 \sin^2\theta_M}\left[\frac{\partial^2 E}{\partial\theta^2}\frac{\partial^2 E}{\partial\varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial\theta\partial\varphi}\right)^2\right], \tag{7.1}$$

Para simular as curvas de magnetização, usamos o modelo policristalino de EB considerando uma camada FM acoplada com dois ou três conjuntos diferentes de grãos na interface com spins descompensados (SD). Mais detalhes deste modelo pode ser encontrado na referencia [27].

A energia livre magnética do sistema é descrita como:

$$\mathrm{E} = \mathrm{E_{FM}} + \mathrm{E_{UCS}} + \mathrm{E_{int}}, \tag{7.2}$$

onde inclui a energia do FM, a energia de anisotropia dos grãos com UCSs e a energia de interação entre FM/UCSs.

Para a análise do sistema, é conveniente expressar a energia livre em termos dos ângulos polar θ e azimutal φ da magnetização de cada camada. Neste tipo de amostras (filmes finos) a energia de forma é o termo dominante e os vetores magnetização ficam sempre no plano dos filmes, portanto $\theta = \pi/2$. O eixo de anisotropia uniaxial para a camada FM e para os SD foi escolhido paralelo a $\varphi = 0$, e o campo externo é aplicado na direção φ_{H}. Nestas estas condições, a densidade de energia livre normalizada η (= E/M_s), pode ser escrita como:

$$\begin{aligned}\eta &= -H\cos(\varphi_H - \varphi) - \frac{1}{2}H_U\cos^2\varphi \\ &\quad -\sum_{i=1}^{n}\left[\frac{1}{2}H_{u,i}\cos^2\varphi_i + H_{E,i}\cos(\varphi_i - \varphi)\right].\end{aligned} \tag{7.3}$$

onde os dois primeiros termos correspondem as energias Zeeman e de anisotropia e os dois últimos termos as energias de anisotropia e acoplamento de troca entre FM/UCSs.

Para simular os dados medidos na amostra com $t_{\mathrm{IrMn}} = 15\,nm$ usamos $n = 2$ e na amostra com $t_{\mathrm{IrMn}} = 4\,nm$ usamos $n = 3$; φ_H, φ_i e φ são os ângulos no plano de H, UCSs e da mag-

netização da camada FM, respectivamente. Os campos efetivos usados são definidos por $\mathrm{H_U}$ = $2K_U/M_s$ e $\mathrm{H_{u,i}} = 2\mathrm{K_{u,i}}/(\mathrm{M_s V/v_i})$ que correspondem os campos de anisotropia da camada FM e do conjunto de grãos com volume v_i e área de interface de contato a_i com densidade de energia de anisotropia local K_U e $K_{u,i}$ calculado sobre os receptivos volumes, e $\mathrm{H_{E,i}} = \mathrm{a_i J_i}/(\mathrm{M_s V})$ é o campo de acoplamento de troca FM/UCSs dos UCSs do conjunto i- com a constante de acoplamento J_i. Note que, dependendo da anisotropia e dos parâmetros de acoplamento, os grãos de um conjunto podem ser tanto ser polarizáveis ou rodáveis.

Para calcular os ângulos de equilíbrio φ e φ_i ao longo da curva de magnetização, iniciamos do estado de saturação em $\mathrm{H} = +300\,\mathrm{Oe}$ onde $\varphi = \varphi_H$. Em seguida, o campo externo é varrido em pequenos passos até $\mathrm{H} = -300\,\mathrm{Oe}$ e retorna para $\mathrm{H} = +300\,\mathrm{Oe}$. Para cada passo os valores de φ e φ_i são obtidos pela minimização local da η. As curvas de magnetização são calculadas tomando a componente da magnetização ao longo da direção do campo aplicado $\mathrm{M} = \mathrm{M_s}\cos(\varphi - \varphi_\mathrm{H})$. Com a ajuda da equação 7.1.4 obtemos a frequência de ressonância ω para cada campo. Como nossas medidas incluem estados não saturados, o ângulo da magnetização atual devem ser tomado de acordo com a relação de dispersão calculada.

7.1.5 Relação de dispersão e curvas $\mathrm{M} \times \mathrm{H}$ ajustados

As figuras 7.1.5 e 7.1.5 mostram as relações de dispersão experimental e simuladas e as curvas de magnetização, para ambas as amostras com $t_{\mathrm{IrMn}} = 4\,nm$ e $t_{\mathrm{IrMn}} = 15\,nm$, respectivamente. Os resultados experimentais foram medidos com $\varphi_H = 0°, 45°$ e $90°$ em relação a direção do EB. A dependência em campo das frequências de ressonância foram obtidas tomando o os valores máximos do espectro medido para cada campo H. Para $\varphi_H = 0°$, tanto as curvas de magnetização como as relações de dispersão são sempre deslocadas da sua origem. Como esperado, não é observado deslocamento para $\varphi_H = 90°$ enquanto que para as curvas $\varphi_H = 45°$ temos um valor intermediário de deslocamento.

As curvas de magnetização para a amostra com $t_{\mathrm{IrMn}} = 15\,nm$ apresenta alto campo de EB, baixa coercividade e uma forma quadrada bem definida para $\varphi_H = 0°$, evidenciando a alta qualidade da interface FM/AFM da amostra. Além disso, o deslocamento para cima na relação

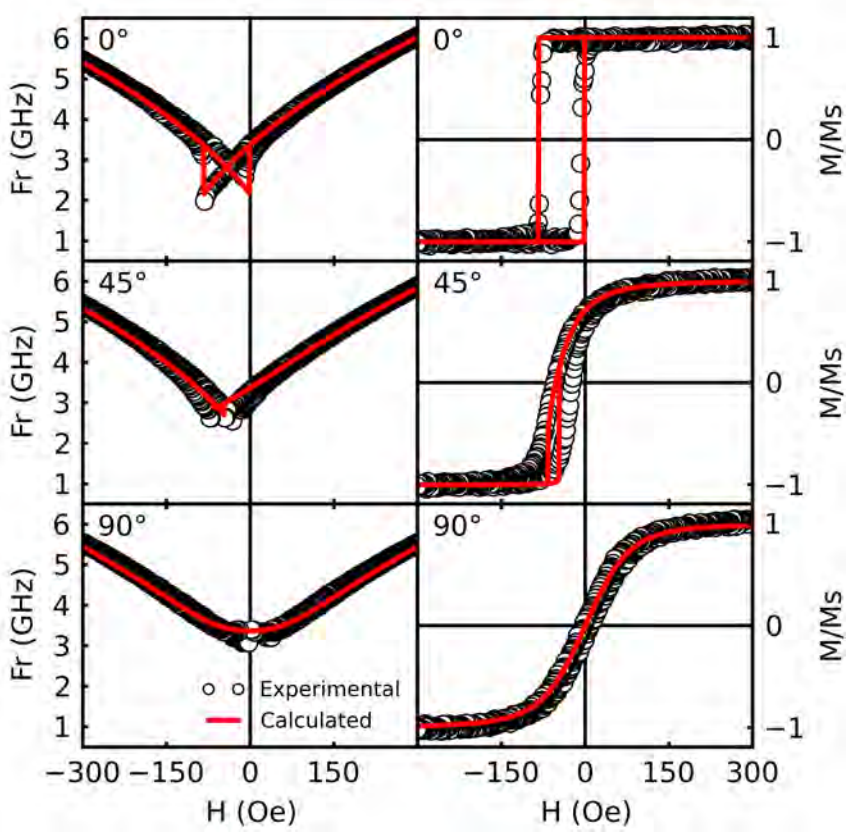


Figura 7.5: Dependência em campo das frequência de FMR (coluna esquerda) e curvas de histereses(coluna direita) da amostra $[NiFe(20\,nm)/IrMn(4\,nm)/Ta(3\,nm)] \times 10$ para $\varphi_H = 0°, 45°$ e $90°$. Os símbolos são os dados experimentais e as linhas representam as correspondentes curvas calculadas numericamente

de dispersão medida indica a presença de uma pequena Ra. Em comparação, a amostra $t_{\mathrm{IrMn}} = 4\,nm$ exibe alta coercividade, um deslocamento de EB menor e um grande deslocamento em frequências para valores mais altos.

Estas mudanças nas propriedades magnéticas foram parametrizadas através do ajuste dos dados experimentais usando o modelo descrito anteriormente. Consideramos somente um conjunto de grãos polarizáveis com campo de anisotropia $\mathrm{H_{u,1}}$ forte onde a magnetização sempre inicia praticamente paralela a direção de EB. Esta condição é satisfeita quando $\mathrm{H_{u,1}} >> \mathrm{H_{E,1}}$ e é aplicado no modelo por não levar em conta o termo correspondente de anisotropia e fixando o angulo $\varphi_H = 0°$. Por outro lado, no conjunto rodável i existe uma competição entre o campo de anisotropia $\mathrm{H_{u,i}}$ que tenta manter φ_i alinhado a direção do EB e o campo de acoplamento $\mathrm{H_{E,i}}$ que gira φ_i na direção do angulo φ da magnetização. Quando $\mathrm{H_{E,i}} >> \mathrm{H_{u,i}}$ os UCSs seguem a

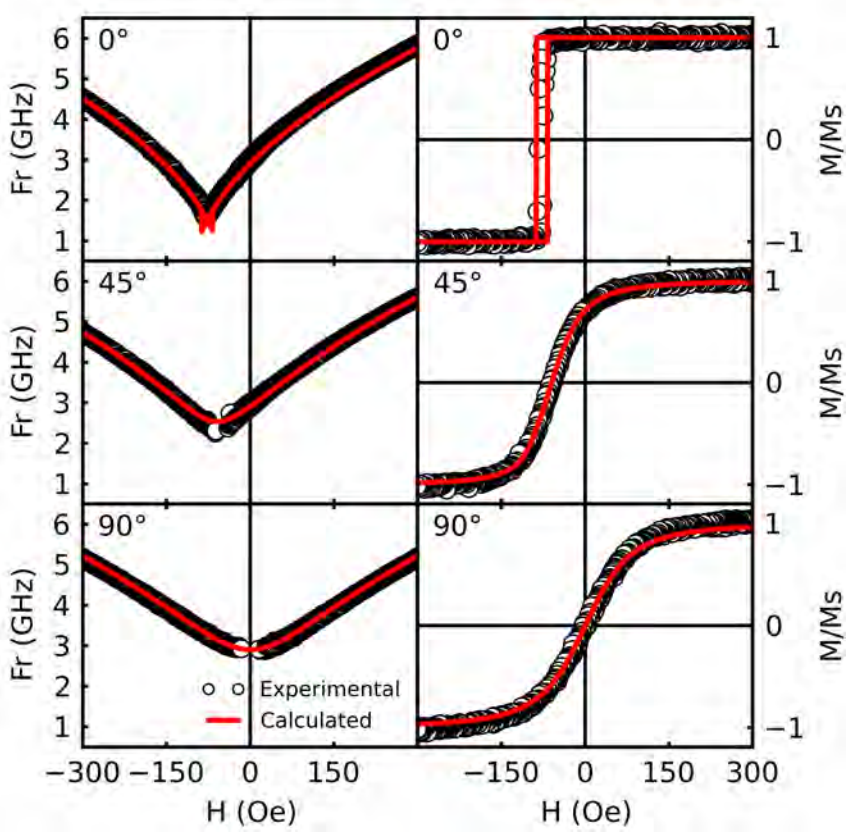


Figura 7.6: Dependência em campo das frequência de FMR (coluna esquerda) e curvas de histereses(coluna direita) da amostra $[NiFe(20\,nm)/IrMn(15\,nm)/Ta(3\,nm)] \times 10$ para $\varphi_H = 0°, 45°$ e $90°$.

direção da magnetização $(\varphi_i \approx \varphi)$ e pode se considerado como completamente rodáveis. As simulações foram realizadas empregando os mesmos parâmetros de ajuste para todos os ângulos de campo, os parâmetros obtidos são encontrados na Tabela 7.1.

Tabela 7.1: Parâmetros magnéticos considerados para ajustar as curvas experimentais nas 7.1.5 and 7.1.5.

t_{IrMn} (nm)	H_U (Oe)	$H_{E,1}$ (Oe)	$H_{E,2}$, $H_{E,3}$ (Oe)	H_{u2}, $H_{u,3}$ (Oe)
4	20	42	50, 30	10, 20
15	2	77	27	10

Os campos obtidos para os conjuntos rodáveis (i= 2,3) mostram que não são compostos completamente de UCSs rodáveis, mas $\mathrm{H_{E,i}} > \mathrm{H_{u,i}}$. Nesta condição eles tem uma grande contribuição para a RA e uma pequena contribuição para o campo de EB.

Deve ser lembrado que os valores de $\mathrm{H_{u,i}} = 2\mathrm{K_{u,i}}/(\mathrm{M_s V}/\mathrm{v_i})$ e $\mathrm{H_{E,i}} = \mathrm{a_i J_i}/(\mathrm{M_s V})$ dependem do volume do conjunto v_i e a área de contato $\mathrm{a_i}$ com a camada FM, respectivamente. Então, um conjunto com volume e área pequenos terão valores menores de $\mathrm{H_{E,i}}$ e $\mathrm{H_{u,i}}$.

Como a área total dos conjuntos devem ser iguais a área da interface FM/AFM, uma mudança na distribuição das anisotropias dos UCSs é sempre acompanhada por uma mudança na área parcial dos conjuntos, no qual é refletido em mudanças dos campos de EB e da RA, tal que um aumento no campo de EB é relatado por uma diminuição no campo de RA, e vice e versa.

Para a amostra com a camada de IrMn menor, a diminuição do campo de EB e o aumento dos campos de RA pode ser explicado pela diferente distribuição dos UCSs favorecendo uma anisotropia menor dos UCSs. Neste caso, para representar a distribuição de grãos, definimos três diferentes conjuntos com anisotropias forte, media e fraca. Esta nova distribuição dos UCSs está diretamente relacionada a mudança na qualidade da camada AFM devido a diminuição da espessura. Isto também explica a mudança observada na anisotropia uniaxial da camada FM.

7.1.6 Conclusões parciais

Sobre sistemas nanoestruturados de bicamadas FM/AFM policristalinas com exchange bias temos obtido a relação de dispersão e curvas de magnetização usando ressonância ferromagnética de banda larga e medidas estáticas com magnetômetro VSM, ambos com o campo magnético aplicado a $0°$, $45°$ e $90°$ em relação a direção do campo de exchange bias.

Os dados experimentais foram bem ajustados com cálculos numéricos realizados utilizando o modelo de exchange bias granular, que considera a anisotropia unidirecional e anisotropia rodável presente nas amostras, combinado com os procedimentos de Smith e Beljers. Vale ressaltar que este o ajuste foi realizado sem qualquer parâmetro com dependência com o campo ou frequência.

Estimamos o valor da anisotropia rodável nas amostras e obtemos um valor significativamente elevado para a amostra com menor espessura da camada AFM. Vimos que isto está correlacionado com a mudança na distribuição da anisotropia dos UCSs na interface FM/AFM, em consequência da qualidade da camada AFM.

7.2 Arranjo de linhas confinadas de $[\mathrm{NiFe/IrMn/Ti}] \times 2$

Neste seção são apresentados os resultados experimentais obtidos das estruturas periódicas magnéticas com geometria retangular na presença do efeito de exchange bias.

A escolha deste tipo de estrutura permite ter uma configuração magnética homogênea ao longo do comprimento e controlar o campo desmagnetizante mediante ao confinamento lateral, controlando a anisotropia efetiva dentro da linha.

Os arranjos de linhas retangulares com largura de $1\,\mu$m e comprimento de $99\,\mu$m baseado em $[\mathrm{NiFe}(20\,\mathrm{nm})/\mathrm{IrMn}(10\,\mathrm{nm})/\mathrm{Ti}(5\,\mathrm{nm})]\times 2$ foram produzidos sobre o substrato de Si/SiO_2 com uma camada buffer de 5 nm de Ti. Nestas amostras optamos em usar o espaçador de Ti porque de acordo com os estudos realizados no grupo em sistemas multicamadas [84] conseguimos largura de linha mais fina nos picos de ressonância.

As linhas foram fabricadas em uma área total de $2 \times 2\,\mathrm{mm}^2$ sobre o substrato variando o espaçamento entre duas linhas paralelas em $\mathrm{d} = 0.4\,\mu$m e $1\,\mu$m e mantendo fixo o espaçamento entre as bordas de duas linhas consecutivas em $\mathrm{d}' = 1\,\mu$m, como representado na Figura 6.61. As amostras foram produzidas usando litografia de feixe de elétrons e os filmes multicamadas foram depositados por *magnetron sputtering* com um campo magnético aplicado em torno de $200\,\mathrm{Oe}$ ao longo do comprimento maior das linhas. A deposição dos filmes de Py foram realizadas usando uma fonte RF e os filmes de IrMn e Ti usando uma fonte DC numa pressão de trabalho de $5\,\mathrm{mTorr}$ num fluxo de $50\,\mathrm{sccm}$ de Argônio, após ter sido atingida uma pressão base na câmara principal de $6 \times 10^{-8}\mathrm{Torr}$.

Para comparação com os arranjos de linhas também foi produzido por *magnetron sputtering* sobre o substrato de Si(100) filmes contínuos de multicamadas $[\mathrm{NiFe}(20\,\mathrm{nm})/\mathrm{IrMn}(10\,\mathrm{nm})/\mathrm{Ti}(5\,\mathrm{nm})]\times 4$ sobre as mesmas condições dos arranjos de linhas.

7.2.1 Curvas de magnetização $\mathrm{M} \times \mathrm{H}$

As amostras foram caracterizados por medidas magnéticas estáticas $(\mathrm{M} \times \mathrm{H})$ realizadas a temperatura ambiente usando o AGFM, descrito na seção 4.2.3, sendo magnetizadas com campos DC de $\pm 600\,\mathrm{Oe}$ aplicado ao longo da direção da anisotropia unidirecional induzida na interface (ao longo do comprimento das linhas). Na Figura 7.7 são apresentadas as curvas medidas em ambas configurações.

O campo $\mathrm{H_{EB}}$, como definido na seção 2.1.5, tem uma dependência angular com o campo externo. A direção de anisotropia unidirecional induzida nas multicamadas durante seu crescimento serve de referência para a aplicação do campo externo. As curvas de magnetização com o campo aplicado paralelo ao eixo preferencial da anisotropia unidirecional induzida (0°) exibem um deslocamento para o campo $\mathrm{H_{EB}}$. Quando o campo é aplicado perpendicular ao eixo de anisotropia unidirecional induzida na interface (90°), o campo de $\mathrm{H_{EB}}$ se anula e a curva é centrada em $\mathrm{H} = 0$ (Não mostrado).

O filme contínuo apresenta um campo de deslocamento $\mathrm{H_{EB}} = -125\,\mathrm{Oe}$ e campo coercivo de $\mathrm{H_c} = 9.84\,\mathrm{Oe}$. Na curva da amostra com espaçamento entre as linhas $\mathrm{d} = 1\,\mu$m o valor de campo de deslocamento se mantém em $\mathrm{H_{EB}} = -125\,\mathrm{Oe}$ e campo coercivo de $\mathrm{H_c} = 52.3\,\mathrm{Oe}$. Na amostra com espaçamento $\mathrm{d} = 0.4\,\mu$m o valor de campo de deslocamento diminui para $\mathrm{H_{EB}} = -119\,\mathrm{Oe}$ e campo coercivo de $\mathrm{H_c} = 56.3\,\mathrm{Oe}$.

O valor do deslocamento em campo depende da espessura da camada FM e como esperado não observamos grandes alterações no valor de $\mathrm{H_{EB}}$ em função da forma da amostra. No entanto, podemos observar que as amostras de arranjos de linhas exibem um campo coercivo muito maior do que a amostra de filme contínuo. O confinamento geométrico nas linhas induz uma anisotropia magnética de forma nas amostras, a qual aumenta o campo necessário para a inversão da magnetização. O aumento do campo coercivo também foi verificado nas medidas de $M \times H$ das amostras de arranjos de linhas de Py mostradas na seção **??** do capítulo 6.

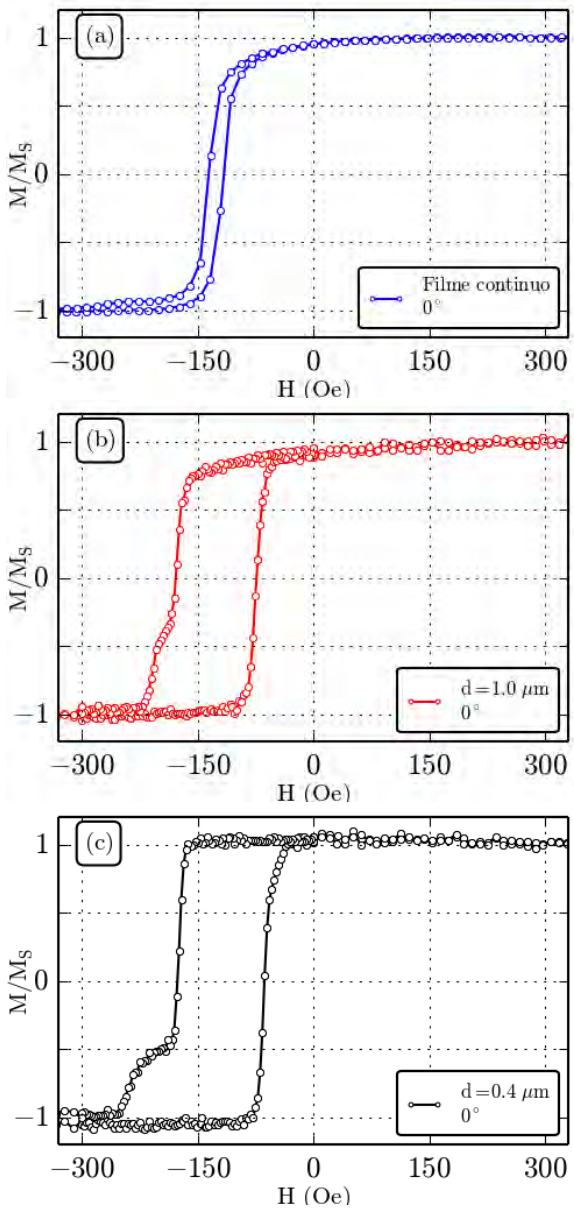


Figura 7.7: Curvas $\mathrm{M} \times \mathrm{H}$ medidas na direção da anisotropia unidirecional induzida nas multicamadas durante seu crescimento. Em a) medida no filme multicamadas contínuo, em b) no arranjo de linhas paralelas com espaçamento d= $1\,\mu$m, e em b) no arranjo de linhas paralelas com espaçamento d= $0.4\,\mu$m.

7.2.2 Espectro de Absorção de FMR em banda larga

Nesta seção são apresentadas as medidas de ressonância ferromagnética de banda larga dos arranjos de linhas de Py/IrMn/ti usando a técnica de VNA-FMR com o campo externo H aplicado na direção longitudinal ao comprimento das linhas (direção do exchange bias induzido) e transversal as mesmas (perpendicular a direção do exchange bias induzido).

As amostras foram posicionadas sob a guia de onda coplanar e as medidas dinâmicas foram realizadas em duas configurações de campos diferentes: (1) o campo h_{rf}, gerado pela guia de onda, aplicado na direção perpendicular ao campo magnético externo H ($h_{rf} \perp H$) e (2) com campo h_{rf} aplicado na mesma direção do campo magnético externo H ($h_{rf} \parallel H$). Em ambas configurações foram realizadas medidas com o campo H longitudinal e transversal ao comprimento das linhas, como é ilustrado na Figura 7.8.

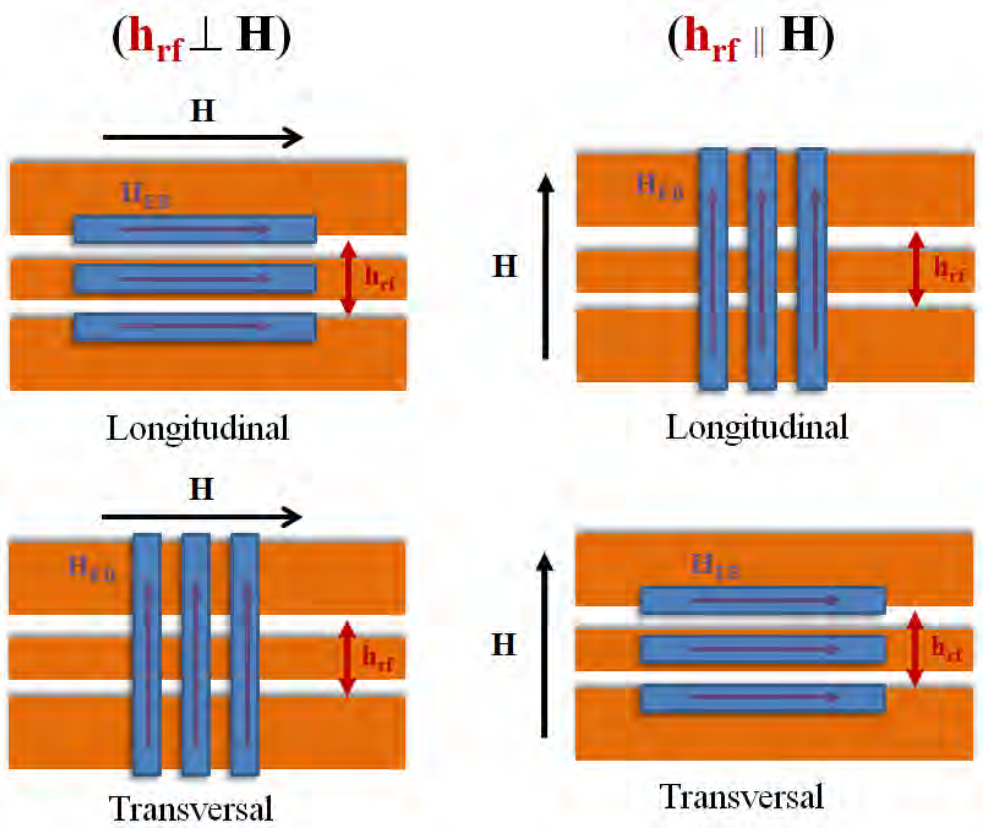


Figura 7.8: Ilustração das configurações das medidas dinâmicas realizadas com $h_{rf} \perp H$ (esquerda) e $h_{rf} \parallel H_{DC}$ (direita) longitudinal (superior) e transversal (inferior) ao a direção do comprimento das linhas

Os espectros de absorção $(\mathrm{P\,vs.\,H\,vs.\,f})$ foram obtidos variando o campo externo dc de $\mathrm{H} = -800\,\mathrm{Oe}$ à $\mathrm{H} = +800\,\mathrm{Oe}$ com passos de $1.2\,\mathrm{Oe}$ e varrendo a frequência em $1\,\mathrm{GHz}$ até $12\,\mathrm{GHz}$ com passos de frequência de $10\,\mathrm{MHz}$. Na Figura 7.9 são apresentados os espectros $(\mathrm{P\,vs.\,H\,vs.\,f})$ medidos com o campo H longitudinal ao comprimento das linhas e na direção do exchange bias induzido. Os espectros do lado esquerdo da figura foram medidos na configuração $(\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{h})$ e os espectros do lado direito foram medidos na configuração $(\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{H})$.

Comparando os espectros em relação a configuração da medida $(\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{h})$ e $(\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{h})$ não há grandes alterações no perfil dos modos de ressonância excitados. No entanto, para $(\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{H})$ os modos são excitados com menos intensidade devido a magnetização estática está na mesma direção de excitação do $\mathrm{h_{rf}}$. No espectro do filme contínuo (f. c.) os modos excitados na configuração $\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{h}$ não são observados no espectro de $\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{h}$.

Os espectros revelam em ambas configurações a evolução do modo uniforme associado a precessão uniforme da magnetização na direção do campo aplicado. Neste caso, não são observados a excitação de modos secundários na faixa de frequência medida.

A inversão da magnetização dos ramos ressonantes ocorre nos mesmos onde as camadas invertem na curva $(\mathrm{M} \times \mathrm{H})$. A anisotropia unidirecional induzida na interface FM/AFM provoca um deslocamento em campo das frequências de ressonância tanto na amostra de filme contínuo como nos arranjos de linhas.

Observamos uma diferença nos espectros dos arranjos em relação ao filme contínuo. A alteração da anisotropia efetiva nas amostras de arranjos de linhas devido ao confinamento das geométrico, a interação dipolar entre as linhas e possivelmente a presença da anisotropia rodável na interface desloca os ramos de ressonância para frequências maiores.

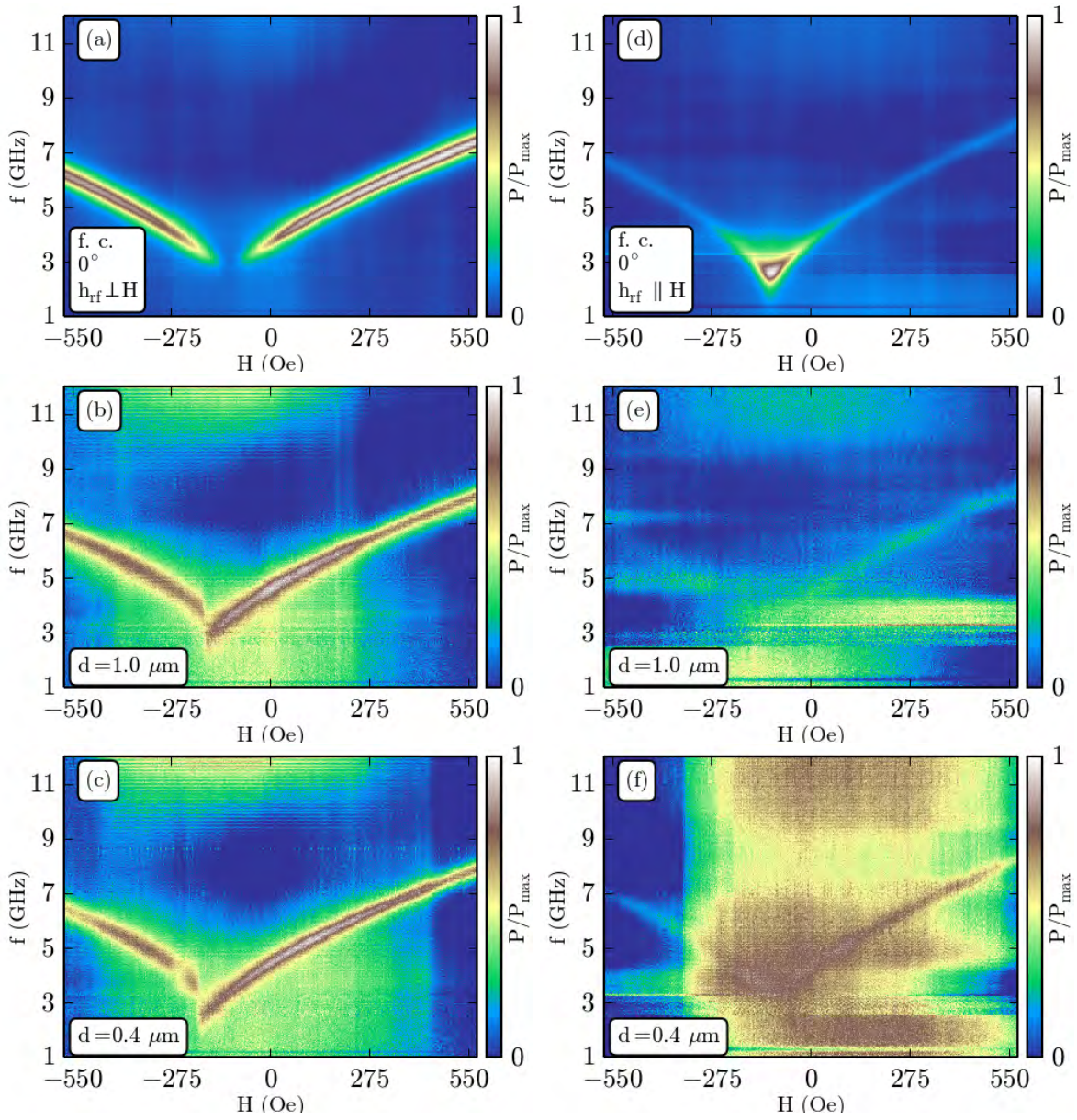


Figura 7.9: Espectros de absorção medidos com o campo H longitudinal as linhas e paralelo a direção doe exchange bias. a), b) e c) são os espectros de absorção medidos na configuração ($h_{rf} \perp h$) e d), e) e f) são os espectros de absorção medidos na configuração ($h_{rf} \parallel H$) para as amostras indicadas, respectivamente.

Na Figura 7.10, são apresentados os espectros $(\mathrm{P\ vs.\ H\ vs.\ f})$ medidos com o campo H transversal as linhas e perpendicular a direção do exchange bias. Na mesma maneira como foi apresentado na Figura 7.9, os espectros do lado esquerdo da figura foram medidos na configuração ($\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{h}$) e os espectros do lado direito foram medidos na configuração ($\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{H}$).

Nestes espectros observamos os modos de ressonância associados a rotação da magnetização uniforme com o campo aplicado perpendicular a direção de exchange bias, logo não observamos o deslocamento em campo dos ramos. Comparando os espectros em relação a configuração da medida ($\mathrm{h_{rf}} \perp \mathrm{h}$) e ($\mathrm{h_{rf}} \parallel \mathrm{h}$) não há grandes alterações no perfil dos modos de ressonância excitados.

Observamos nestes espectros com o campo aplicado transversal ao comprimento maior da linha que a introdução da interação FM/AFM desapareceu com os modos quantizados e localizados devido a presença de fortes campos desmagnetizantes com o confinamento lateral.

A polarização da magnetização da camada ferromagnética ao longo do comprimento das linhas devido a interação com a camada antiferromagnética faz a magnetização rotacionar coerentemente quando o campo externo é aplicado transversal a linha. Esta polarização de uma certa forma reduz os efeitos dos campos desmagnetizantes ao longo de toda a extensão da borda.

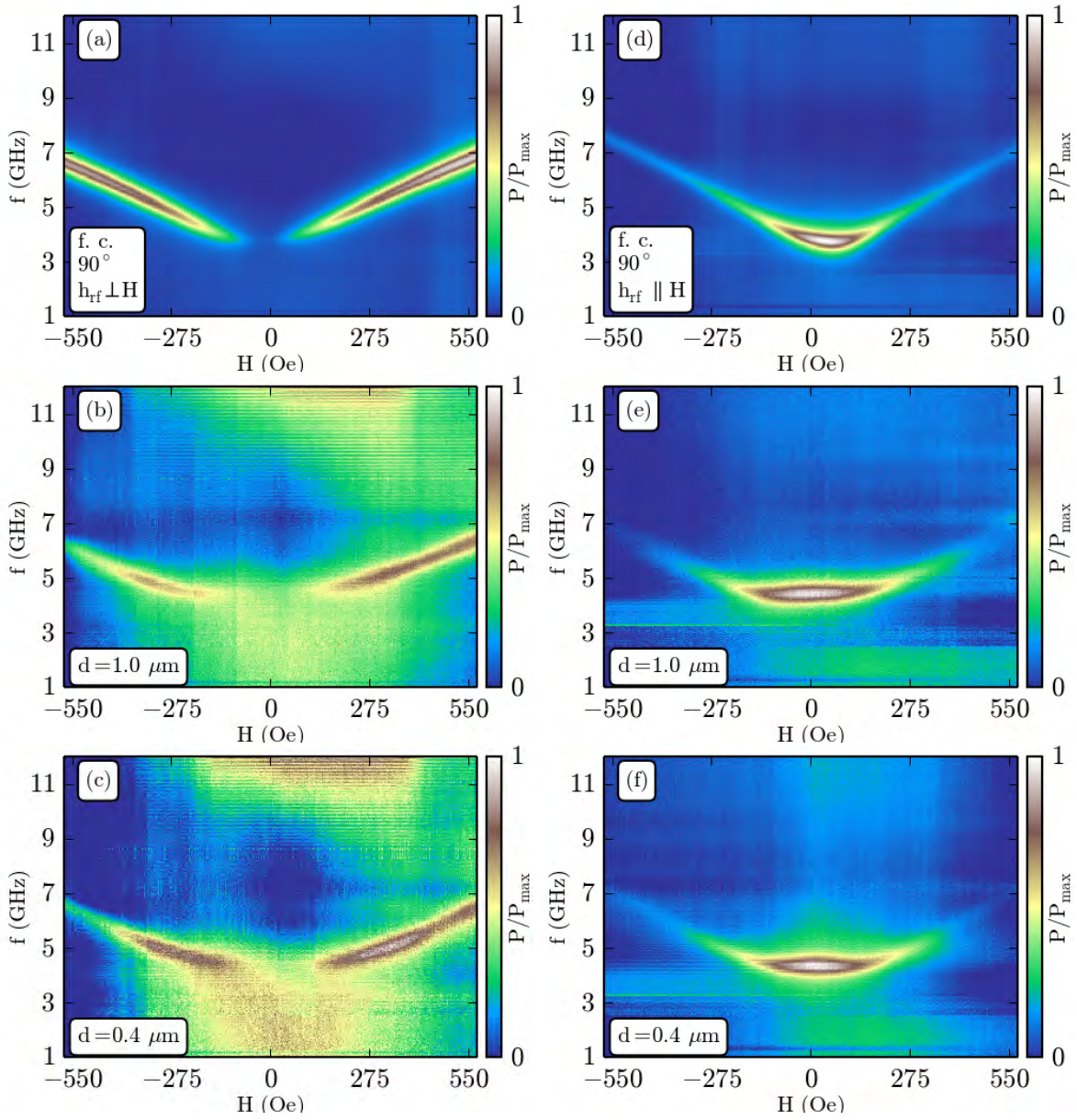


Figura 7.10: Espectros de absorção medidos com o campo H transversal as linhas e perpendicular a direção do exchange bias. a), b) e c) são os espectros de absorção medidos na configuração ($h_{rf} \perp h$) e d), e) e f) são os espectros de absorção medidos na configuração ($h_{rf} \parallel H$) para as amostras indicadas, respectivamente.

7.2.3 Conclusões parciais

O comportamento dinâmico de arranjos periódicos de retângulos de $1\,\mu$m $\times$ de largura e $99\,\mu$m de comprimento baseados em $[\mathrm{NiFe}(20\,\mathrm{nm})/\mathrm{IrMn}(10\,\mathrm{nm})/\mathrm{Ti}(5\,\mathrm{nm})] \times 2$ com espaçamentos entre os elementos $\mathrm{d} = 0.4\,\mu$m e $1\,\mu$m foram investigados por medidas experimentais de ressonância ferromagnética em banda larga usando a técnica de VNA-FMR.

As respostas dinâmicas foram obtidas em duas configurações de campo diferentes, com excitação $\mathrm{h}_{\mathrm{rf}\perp}$ e excitação $\mathrm{h}_{\mathrm{rf}\parallel}$. A interação de *exchange bias* induz uma anisotropia unidirecional controlável pelas espessuras das camadas e modifica a resposta característica em frequência das amostras e desaparece com a oscilação dos modos secundários que são observados devido a não homogeneidade do campo interno estático devido ao confinamento.

8. Conclusões gerais

Nesta tese estudamos as propriedades dinâmicas da magnetização de sistemas magnéticos usando a técnica de ressonância ferromagnética de banda larga por analisador vetorial de rede (VNA-FMR). Foram estudados arranjos periódicos de estruturas com geometria circular, elíptica e retangular baseadas em filmes finos de NiFe e sistemas nanoestruturados de filmes multicamadas de NiFe/IrMn que exigem o efeito exchange bias.

No arranjo periódico de discos medimos o espectro de absorção de ressonância ferromagnética com o campo de oscilação perpendicular ao campo externo e observamos a evolução dinâmica dos modos de ressonância excitados no estado de vórtice magnético e na saturação em altas frequências para este sistema.

Nos arranjos periódicos de elipses medimos os espectros de absorção em duas configurações de campos de excitação, perpendicular e paralelo, em relação ao campo externo e observamos a evolução os modos de ressonância excitados com a configuração de equilíbrio magnético nas elipses com um vórtice simples e com duplo vórtices. A interação entre os elementos na direção do eixo maior das elipses alteraram os fatores desmagnetizantes dentro do sistema e observamos modificações nas frequência de excitação dos modos.

Medimos a resposta dinâmica nos arranjos de linhas confinadas com diferentes espaçamentos entre os elementos. Devido o confinamento na lateral nas linhas observamos a quantização e localização de modos de onda de spins dentro das amostras. Nossos resultados indicam claramente que interação dipolar entre as linhas afeta as propriedades magnéticas da amostra e modifica a resposta em frequências dos modos de ressonância excitados.

A resposta de absorção de FMR experimental das amostras foram notavelmente bem reproduzidos, tanto nos estados magnéticos saturados como nos não saturados, mediante o uso

de simulação micromagnética usando a plataforma MuMax3. Por meio dos dados simulados para um único elemento foram obtidos detalhes sobre o comportamento e o perfil dos modos de ressonância excitados no estado saturado e não saturado em frequências na faixa de GHz.

Os resultados obtidos nesta tese permitem entender a resposta dinâmica em sistemas com geometrias confinada em estados saturados e não saturados, além de conseguirmos manipular as propriedades magnética dos sistemas pela interação entre os elementos da rede. Observamos que a periodicidade e a estrutura dos arranjos controlam a interação entre os elementos levando a efeitos coletivos que modificam a resposta característica em frequência. Este tipo de controle sobre estes sistemas pode ser de grande ajuda para o desenho de dispositivos com respostas sob medida.

Os procedimentos e analises realizados neste trabalho podem ser expandidos para estruturas com tamanho de poucos nanometros integrados, por técnica de litografia, diretamente no condutor central da guia de onda coplanar. O campo de radio frequência gerado pela guia será mais uniforme sobre as estruturas aumentando a sensibilidade das medidas experimentais. Estruturas de tamanhos suficientemente pequenos pode ser interessante para ter estrutura de monodominio, como também é importante variar o espaçamento ao longo dos eixos e modificar a excentricidade da amostra. A escolha deste tipo de estrutura permite ter uma configuração magnética simples (monodomínio) e controlar o campo desmagnetizante mediante o fator de excentricidade, controlando a anisotropia efetiva dentro da amostra.

Nos sistemas nanoestruturados de filmes de bicamadas FM/AFM com exchange bias analisamos como a anisotropia e os parâmetros de acoplamento entre as camadas FM/AFM dependem da espessura da camada AFM. Obtivemos a relação de dispersão e curvas de magnetização usando ressonância ferromagnética de banda larga e medidas estáticas com magnetômetro VSM, ambos com o campo magnético aplicado a $0°$, $45°$ e $90°$ em relação a direção do campo de exchange bias. A adição de uma interação de *exchange bias* num sistema FM/AFM modifica o espectro de frequências de ressonância do sistema e introduz um deslocamento em campo que seguem as características das medidas estáticas. Neste trabalho nossos resultados mostram a eficiência em realizar medidas de FMR de banda larga usando analisador vetorial

de rede (VNA) no estudo de sistemas com exchange bias. Ao contrário das medidas por FMR tradicional que permite realizar medidas dos espectros de absorção devidos à ressonância ferromagnética somente em uma frequência fixa (determinada pela cavidade ressonante utilizada) enquanto é variado o campo externo aplicado sobre a amostra. Os dados experimentais obtidos foram bem ajustados com cálculos numéricos utilizando o modelo de exchange bias granular, que considera a anisotropia unidirecional e anisotropia rodável presente nas amostras, combinado com os procedimentos de Smith e Beljers. Estimamos o valor da anisotropia rodável nas amostras e obtemos um valor significativamente elevado para a amostra com menor espessura da camada AFM.

Os resultados obtidos dos arranjos periódicos de linhas de NiFe/IrMn/Ti com exchange bias mostram a possibilidade de adicionar a interação de *exchange bias* a um sistema tipo cristal magnônico para sintonizar a resposta dinâmica em frequências de ressonância do sistema. Podemos entre outros efeitos, introduzir um deslocamento em campo, mas mantendo as novas caraterísticas produzidas pelo confinamento e periodicidade do sistema. Este novo tipo de controle sobre estes sistemas pode ser de grande ajuda para o desenho de dispositivos com respostas sob medida.

Bibliografia

[1] B. Dieny, J. Magn. Magn. Mater, 136, 335 (1994).

[2] V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov and D. Grundler, J. Phys. D: Appl. Phys, 43, 264001 (2010).

[3] A. V. Chumak, P. Pirro, A. A. Serga, M. P. Kostylev, R. L. Stamps, H. Schultheiss, K. Vogt, S. J. Hermsdoerfer, B. Laegel, P. A. Beck and B. Hillebrands, Appl. Phys. Lett., 95, 262508 (2009).

[4] J. Topp, D. Heitmann, M. P. Kostylev and D. Grundler, Phys. Rev. Lett., 104, 207205 (2010).

[5] M. Inoue, A. Baryshev, H. Takagi, P. B. Lim, K. Hatafuku, J. Noda and K. Togo, Appl. Phys. Lett., 98, 132511 (2011).

[6] S. Neusser and D Grundler , Advanced Materials, 21, 2927 (2009).

[7] S. O. Demokritov, *Spin Wave Confinement*, University of Münster, Germany (2009).

[8] S. A. Nikitov, Ph. Tailhades and C. S. Tsai, J. Magn. Magn. Mater., 236, 320-330 (2001).

[9] A. O. Adeyeye and S. Jain, J. Appl. Phys., 109, 07B903 (2011).

[10] G. Gubbiotti, S. Tacchi, M. Madami, G. Carlotti, S. Jain, A. O. Adeyeye, and M. P. Kostylev, Appl. Phys. Lett., 100, 162407 (2012).

[11] D. Kumar, J. W. Kos, M. Krawczyk, and A. Barman, J. Appl. Phys., 115, 043917 (2014).

[12] J. Ding, M. Kostylev and A. O. Adeyeye, Appl. Phys. Lett., 100, 062401 (2012).

[13] J. Ding, S. Jain and A. O. Adeyeye, Appl. Phys. Lett., 109, 07D301 (2011).

[14] K. L. Livesey, J. Ding, N. R. Anderson, R. E. Camley, A. O. Adeyeye, M. P. Kostylev, and S. Samarin, Phys. Rev. B, 87, 064424 (2013).

[15] H. Kronmuller *Micromagnetism and the microstructure of ferromagnetic solids* Cambridge Univ. Press (2003).

[16] Alberto P. Guimarães. *Principles of Nanomagnetism*. Springer, Berlin (2009).

[17] A. Aharoni *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. Oxford University Press, New York, second edition, 2000.

[18] A. Hubert and R. Schaefer, *Magnetic Domains - The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer, Berlin (1998).

[19] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean. Physical Review, 102(5), (1956).

[20] J. Nogués and I. K. Schuller, J. Magn. Magn. Mater., 192, 203 (1999).

[21] K. O'Grady, LE Fernandez-Outon and G. Vallejo-Fernandez, J. Magn. Magn. Mater., 322, 8 (2010).

[22] M. Ali, C. H. Marrows, M. Al-Jawad, B. J. Hickey, A. Misra, U. Nowak, and K. D. Usadel, Phys. Rev. B, 68, 214420 (2003).

[23] Nguyen N. Phuoc, H. Y. Chen and C. K. Ong, J. Appl. Phys., 113, 6 (2013).

[24] R. J. Prosen, J. O. Holmen, and B. E. Gran, J. Appl. Phys., 32, 91S (1961).

[25] R. D. McMichael, M. D. Stiles, P. J. Chen, and W. F. Egelhoff Jr., Phys. Rev. B, 58, 8605 (1998).

[26] J. Geshev, L. G. Pereira and J. E. Schmidt, Phys. Rev. B, 66, 134432 (2002).

[27] A. Harres and J. Geshev, J. Phys.: Condens. Matter, 24, 326004 (2012).

[28] S. Nicolodi, L. G. Pereira, A. Harres, G. M. Azevedo, J. E. Schmidt, I. García-Aguilar, N. M. Souza-Neto, C. Deranlot, F. Petroff, and J. Geshev, Phys. Rev. B, 85, 224438 (2012).

[29] J. Geshev, S. Nicolodi, L. G. Pereira, L. C. C. M. Nagamine, J. E. Schmidt, C. Deranlot, F. Petroff, R. L. Rodríguez-Suárez, and A. Azevedo, Phys. Rev. B, 75, 214402 (2007).

[30] R. Dutra, D.E.Gonzalez-Chavez , T.L.Marcondes, A.M.H.de Andrade b, J. Geshev b and R.L.Sommer, J. Magn. Magn. Matter., 346, 1-4, (2013).

[31] J. Smith and H. G. Beljers, Philips Res. Rep., 10, 113 (1955).

[32] J. Jorzick, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, M. Bailleul, C. Fermon,K. Y. Guslienko, A. N. Slavin, D. V. Berkov and N. L. Gorn, Phys. Rev. Lett., 88, 047204 (2002).

[33] J. Podbielski, F. Giesen and D. Grundler , Phys. Rev. Lett., 96, 167207 (2006).

[34] A. O. Adeyeye and N. Singh, J. Phys. D: Appl. Phys., 41, 15, 153001 (2008).

[35] S. Neusser, G. Duerr, S. Tacchi,M. Madami, M. L. Sokolovskyy, G. Gubbiotti, M. Krawczyk and D. Grundler , Phys. Rev. B, 84, 094454 (2011).

[36] V. E. Demidov, M. P. Kostylev, K. Rott, J. Münchenberger, G. Reiss and S. O. Demokritov , Appl. Phys. Lett., 99, 082507 (2011).

[37] S. V. Vonsovskii, *Ferromagnetic Resonance*, Pergamon Press (1966).

[38] T. Gilbert , IEEE Transactions on Magnetics, 40, 6, 3443-3449 (2004).

[39] Burkhard Hillebrands and Kamel Ounadjela, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*, Topics in applied physics, Springer, (2002).

[40] G. L. da Silva, *Geração e detecção de correntes de puras de spins pelos efeitos de spin pumping e Seebeck de spins* . Tese de doutorado, Universidade Federal de Pernambuco (UFP) (2013).

[41] Yu. E. Kuzovlev, N. I. Mezin and Yu. V. Medvedev, Low Temperature Physics, 40, 8 (2014).

[42] L. R. Walker, J. Appl. Phys., 29, 3 (1958).

[43] R. W. Damon and J. R. Eshback J. Phys. Chem. Solids, 19, 308 (1961).

[44] M. J. Hurben and C. E. Patton, J. Magn. Magn. Mater. 139, 263 (1995).

[45] Mingzhong Wu. *Solid State Physics*, Vol. 62, Elsevier.

[46] D. D. Stancil. *Theory of Magnetostatic Waves*, Springer, (2002).

[47] B. A. Kalinikos and A. N. Slavin J. Phys. C: Sol. St. Phys, 19, 7013-7033 (1986).

[48] S. O. Demokritov, *Spin Wave Confinement* .

[49] S. O. Demokritov, J. Phys.: Condens. Matter, 15, S2575-S2598 (2003).

[50] C. Bayer, S. O. Demokritov and B. Hillebrands Appl. Phys. Lett, 82, 4 (2003).

[51] J. Jorzick, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, M. Bailleul, C. Fermon, K. Y. Guslienko, A. A. Salvin, D. V. Nerkov and N. L. Gorn, Phys. Rev. Letters, 88, 4 (2002).

[52] G. Gubbiootti, M. Conti, G. Carlotti, P. Candeloro, E. Di Fabrizio, K. Yu Gulienko, A. Andre, C. Bayer and A. N. Slavin, J. Phys.: Condens. Matter, 16, 7709-7721 (2004).

[53] J. P. Park, P. Eames, D. M. Engebretson, J. Berezovsky and P. A. Crowell, Phys. Rev. Lett., 89, 277201 (2002).

[54] N. Yu. Grigoryeva, D. A. Popov and A. Kalinikos Physics of the Solid State, 56, 9, 1806-1816 (2014).

[55] K. Y. Guslienko, R. W. Chantrell and A. N. Slavin, Phys. Rev. B, 68, 024422 (2003).

[56] C. Bayer, J. Jorzick, B. Hillebrands, S. O. Demokritov, R. Kouba, R. Bozinoski, A. N. Slavin, K. Y. Guslienko, D.V. Berkov, N. L. Gorn and M. P. Gorn, Phys. Rev. B, 72, 064427 (2005).

[57] Federico Montocello, Loris Giovannini and Maciej Krawczyk, J. Appl. Phys., 112, 033911 (2012).

[58] E. R. P. de Novais, *Influência da Anisotropia Perpendicular em Nanopontos Magnéticos: Em Caso Estático e Dinâmico*. Tese de doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, (2014).

[59] S. Bohlens, B. Kruger, A. Drews, M. Bolte, G. Meier, and D. Pfannkuche. Appl. Phys. Lett., 93(14):142508 (2008).

[60] Ingo Neudecker, *Magnetization Dynamics of Confined Ferromagnetic Systems*. PhD thesis, Fakultät Physik, Universität Regensburg, (2006).

[61] A. A. Thiele, Phys. Rev. Lett., 30(6):230-233 (1973).

[62] J. P. Park, P. Eames, D. M. Engebretson, J. Berezovsky, and P. A. Crowell, Phys. Rev. B, 67, 020403(R) (2003).

[63] S. B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stöhr, and H. A. Padmore. Science 304, 420 (2004).

[64] B. E. Argyle, E. Terrenzio, and J. C. Slonczewski, Phys. Rev. Lett. 53, 190 (1984).

[65] K. Y. Guslienko, X. F. Han, D. J. Keavney, R. Divan, and S. D. Bader., Phys. Rev. Lett. 96, 067205 (2006).

[66] M. Buess, R. Hollinger, T. Haug, K. Perzlmaier, U. Krey, D. Pescia, M. R. Scheinfein, D.Weiss, and C. H. Back, Phys. Rev. Lett., 93, 077207 (2004).

[67] Burkhard Hillebrands and A. Thiaville, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III*, Topics in applied physics, Springer (2002).

[68] J. P. Park and P. A. Crowell Phys. Rev. Lett., 95, 167201 (2005).

[69] M. Buess, Y. Acremann, A. Kashuba, C. H. Back, D. Pescia, J. Phys.: Condens. Matter 15, R1093 (2003).

[70] J. Raabe, C. Quitmann, C. H. Back, F. Nolting, S. Johnson, C. Buehler, Phys. Rev. Lett. 94, 217204 (2005).

[71] A. A. Awad, G. R. Aranda, D. Dieleman, K. Y. Guslienko, G. N. Kakazei, B. A. Ivanov, and F. G. Aliev Appl. Phys. Lett. 97, 132501 (2010).

[72] B. A. Ivanov and C. E. Zaspel, Appl. Phys. Lett., 81, 7 (2002).

[73] K. Y. Guslienko, A. N. Slavin, V. Tiberkevich, and S. H. Kim, Appl. Phys. Lett., 101, 247203 (2008).

[74] A. A. Awad, K. Y. Guslienko, J. F. Sierra, G. N. Kakazei, V. Metlushko and F. G. Aliev, Appl. Phys. Lett., 96, 012503 (2010).

[75] K. S. Buchanan, P. E. Roy, M. Grimsditch, F. Y. Fradin, K. Y. Guslienko, S.D. Bader and V. Novosad, Nature Physics, 1 (2005).

[76] K. S. Buchanan, P. E. Roy, M. Grimsditch, F. Y. Fradin, K. Y. Guslienko, S.D. Bader and V. Novosad, J. Appl. Phys., 99, 08C707 (2006).

[77] S. Lendínez, S. Jain, V. Novosad, F. Y. Fradin, J. E Pearson, J. Tejada and S. Bader, J. Appl. Phys., 115, 17D121 (2014).

[78] R. D. McMichael and M. D. Stiles, J. Appl. Phys., 97, 10J901 (2005).

[79] R.I. Joseph and E. Schlomann, J. Appl. Phys., 36, 1579 (1965).

[80] Bryant P. and Suhl H., Appl. Phys. Lett., 54, 2224 (1989).

[81] R. V. Stuart, *Vacuum Technology, Thin Films, and Sputtering*, Ed. Academic Press, 1983.

[82] Anderson Gomes Vieira, Diego Ernesto González Chávez e Rubem Luís Sommer. *Desenvolvimento de um magnetômetro de gradiente alternado de campo para nanoestruturas magneticamente macias.* Nota técnica, v. 3, n. 3, p. 11–16, Centro brasileiro de Pesquisas Físicas, (2013).

[83] C. Bilzer, T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert , S. Cardoso and P. P. Freitas, J. Appl. Phys., 101, 074505 (2007).

[84] D. E. Gonzalez-Chavez, R. Dutra, W. O. Rosa, T. L. Marcondes, A.Mello and R. L. Sommer, Phys. Rev. B, 88, 104431 (2013).

[85] A. Vansteenkiste, B. Van de Wiele, J. Magn and Magn Mater, arXiv: 1102.3069, 323 (2011).

[86] Gavin S. Abo, Yang-Ki Hong, Jihoon Park, Jaejin Lee, Woncheol Lee, and Byoung-Chul Choi, IEEE Trans. Magn, 49, 8 (2013).

[87] I. Neudecker, K. Perzlmaier, F. Hoffmann, G. Woltersdorf, M. buess, D. Wiss and C. H. Back, Phys. Rev. B, 73, 134426 (2006).

[88] J.F. Sierra, A. A. Awad, G.N. Kakazei, F.J. Palomares and F.G. Aliev, IEEE Trans. Magn, 44, 11, 3063-3066 (2008).

[89] G. Gubbiotti, G. Carlotti, T. Okunno, M. Grimsditch, L. Giovannini, F. Montoncello and F. Nizzoli, Phys. Rev. B., 72, 184419 (2005).

[90] G. Gubbiotti, S. Tacchi, G. Carlotti, P. Vavassori, N. Singh, S. Goolaup, A. O. Adeyeye, A. Stashkevich, M. Kostylev, Phys. Rev. B., 72, 224413 (2005).

[91] K. Y. Guslienko, S. O. Demokritov, B. Hillebrands and A. N. Slavin, Phys. Rev. B, 66, 132402 (2002).

[92] C. Mathieu, J. Jorzick, A. Frank, S. O. Demokritov,A. N. Slavin, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux and E. Cambril, Phys. Rev. Lett., 81, 3968 (1998).

[93] J. Jorzick, S. O. Demokritov, C. Mathieu, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, F. Rousseaux and A. A. Salvin, Phys. Rev. B, 60, 22 (1999).

A. Detalhes sobre preparação das amostras

Neste apêndice são descritos os procedimentos e a receita usada na preparação dos substratos para as processos de nanolitografia.

A.1 Preparação do substrato

As amostras produzidas nesta tese foram crescidas sobre um substrato de silício (100) p-dopado de resistividade de 10-20 $\Omega\mathrm{cm}$ coberto com uma camada de $\mathrm{SiO_2}$ de $300\mathrm{nm} \pm 5\%$ de espessura sobre a superfície. Os substratos foram limpos em acetona, álcool isopropílico e água deionizada. Em seguida, foram aquecidos por aproximadamente 1 minuto em um prato quente à 220° para evaporar qualquer absorção.

As etapas de revestimento do substrato com o resiste e os recozimentos necessários para melhorar a aderência do resiste ao substrato foram realizados em uma sala apropriada de alta limpeza no LABNANO/CBPF. A sala limpa é uma sala muito mais limpa do que uma sala de preparação convencional e reduz a possibilidade de haver partículas transportadas pelo ar que possam prejudicar a produção dos dispositivos.

Resiste positivo PMMA

Para produzir os arranjos periódicos por litografia de feixe de elétrons revestimos um substrato de $\mathrm{Si/SiO_2}$ com um material sensível ao feixe de elétrons. Para produzir as amostras estudadas nesta tese usamos um polímero positivo (resiste) PMMA 950K dissolvido 4,5% no anisol.

A deposição do polímero sobre a superfície do substrato foi realizado em um processo de alta rotação executado no spin coater. Este procedimento garante que a camada depositada fique uniforme e homogénea em toda região do substrato.

- **Receita utilizada no processo de rotação no spin coater**

Para produção dos arranjos com espessura $\mathrm{t} = 50\,\mathrm{nm}$ de $\mathrm{Ni_{81}Fe_{19}}$ depositamos uma camada de $250\,\mathrm{nm}$ de resiste PMMA 950K sobre o substrato de $\mathrm{Si/SiO_2}$. A deposição da camada de resiste sobre o substrato foi realizado em um processo de alta rotação programado no spin coater em $4000\,\mathrm{rpm}$ durante o tempo de 45 minutos.

- **Aquecimento (Baker)**

Após a deposição do resiste no substrato a amostra é colocada em uma prato aquecido a uma temperatura de 220° durante o tempo de 5 minutos.

A.2 Parâmetros de Exposição dos Padrões

Exposição eLine

As exposições ao feixe de elétron dos substratos revestidos com uma camada de resiste PMMA 950K de $250\mathrm{nm}$ de espessura foram realizadas a uma altura z = $29\,mm$, em media para esta altura temos a distância entre a superfície da amostra e a parte inferior da lente objetiva, chamado distância de trabalho $(\mathrm{WD}) \approx 5,4\mathrm{mm}$, com o diâmetro da abertura da lente objetiva standard de 30 μm e uma tensão de $20\mathrm{Kv}$.

Os cálculos dos parâmetros de exposição são realizados no próprio programa do equipamento. Existem quatro parâmetros que juntos determinam a dose de exposição do feixe no resiste que será exposto: o *S*tep Size que esta associado ao comprimento do feixe em cada passo, o *D*well Time que é o tempo de permanência do feixe em cada localização e o *B*eam current que corresponde a quantidade de elétrons e^{-} que atinge a amostra.

A *A*rea Dose é a dose necessária para uma área sensibilizada seja totalmente revelada. Estes quatro parâmetros são relacionados de acordo com a seguinte fórmula:

$$\text{Area dose} = \frac{\text{Dwell Time} \cdot \text{Beam current}}{(\text{Step size})^2} \tag{A.1}$$

Para as estruturas produzidas nesta tese os parâmetros citados anteriormente foram calculados para área, curva e linha. Nas tabelas A.2,A.2 e A.2 são exibidos os parâmetros de exposição utilizados para produzir as amostras.

Discos	Dose	Step	Velocidade	Dwell time
Area	135 $\mu\mathrm{C/cm^2}$	0,02 μm	11,70 mm/s	0,001 ms
Curva	135 $\mu\mathrm{C/cm^2}$	0,02 μm	11,70 mm/s	0,001 ms

Elipses	Dose	Step	Velocidade	Dwell time
Area	145 $\mu\mathrm{C/cm^2}$	0,02 μm	10,68 mm/s	0,001 ms
Curva	145 $\mu\mathrm{C/cm^2}$	0,02 μm	10,68 mm/s	0,001 ms

Linhas	Dose	Step	Velocidade	Dwell time
Area	125 $\mu\mathrm{C/cm^2}$	0,02 μm	11.38 mm/s	0.001 ms
Curva	125 $\mu\mathrm{C/cm^2}$	0,02 μm	11.38 mm/s	0.001 ms
Linha	150 $\mathrm{pC/cm^2}$	0,02 μm	19.12 mm/s	0.005 ms

- **Solução para revelação do resiste exposto**

Após a exposição do padrão desejado no resiste sobre o substrato, as amostras foram imersas em uma solução de revelação do padrão exposto. Esta solução dissolve a região do resiste em que foi exposta ao feixe de elétrons.

A solução de revelação usada para revelar as amostras produzidas nesta tese é composta de 70% de álcool isopropílico e 30% de água deionizada. As amostras foram imersas nesta solução durante 45 minutos.

B. Artigos publicados

Lista dos artigos publicados:

1. R. Dutra, D.E.Gonzalez-Chavez, T.L.Marcondes, A.M.H.de Andrade, J. Geshev and R. L. Sommer; *Rotatable anisotropy of* $\mathrm{Ni_{81}Fe_{19}/Ir_{20}Mn_{80}}$ *films: A study using broadband ferromagnetic resonance,* Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 346, 1-4, 2013.

2. D. E. Gonzalez-Chavez, R. Dutra, W. O. Rosa, T. L. Marcondes, A. Mello, and R. L. Sommer; *Interlayer coupling in spin valves studied by broadband ferromagnetic resonance,* Physical Review B, 88, 104431 (2013).

3. R. B. da Silva, M. A. Corrêa, E. F. Silva, T. J. A. Mori, R. D. Della Pace, R. Dutra, A. D. C. Viegas, F. Bohn, and R. L. Sommer; *Angular dependence of asymmetric magnetoimpedance in exchange biased NiFe/IrMn multilayers,* Applied Physics Letters, 104, 102405, 2014.

Journal of Magnetism and Magnetic Materials 346 (2013) 1–4

Contents lists available at SciVerse ScienceDirect

Journal of Magnetism and Magnetic Materials

journal homepage: www.elsevier.com/locate/jmmm

Rotatable anisotropy of $Ni_{81}Fe_{19}/Ir_{20}Mn_{80}$ films: A study using broadband ferromagnetic resonance

R. Dutra [a], D.E. Gonzalez-Chavez [a], T.L. Marcondes [a], A.M.H. de Andrade [b], J. Geshev [b], R.L. Sommer [a,*]

[a] Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 22290-180 Rio de Janeiro, RJ, Brazil
[b] Instituto de Física, UFRGS, 91501-970 Porto Alegre, RS, Brazil

ARTICLE INFO

Article history:
Received 27 April 2013
Received in revised form
10 June 2013
Available online 10 July 2013

Keywords:
Exchange bias
Rotatable anisotropy
Broadband FMR

ABSTRACT

We investigate the broadband ferromagnetic resonance dispersion relation of NiFe/IrMn multilayers using the vector network analyzer ferromagnetic resonance (VNA-FMR) method. Multilayered films with structure [NiFe(20 nm)/IrMn (t_{IrMn})/Ta(3 nm)] × 10 (with t_{IrMn} = 4 and 15 nm) were produced onto Si (100) substrates using magnetron sputtering. The dispersion relations of the samples were extracted from the resonance spectra in the range of 0.1–7 GHz under magnetic fields of up to ± 300 Oe. Static magnetization curves were also obtained in the same field range. The experimental data were compared with numerical calculations performed using the granular exchange-bias model which takes into account both, the unidirectional and rotatable anisotropy present in the samples. A good agreement between numerical and experimental results was achieved without the need of any frequency or field-dependent parameter.

© 2013 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

The exchange bias (EB) phenomenon comes from the interfacial interaction between ferromagnetic (FM) and antiferromagnetic (AFM) [1] films. Its investigation has attracted much attention in the past decades because exchange-coupled FM/AFM systems have wide application in spin valves and magnetic tunnel junctions. As a matter of fact, EB is currently used in hard disk read/head sensors and magnetic random access memory cells as well as in spin torque oscillators. The fingerprint of the EB phenomenon is the characteristic shift of the magnetization curve along the magnetic field axis. The EB field is estimated by taking the mean value of the reversal fields of the magnetic hysteresis curve, descending and ascending branches, referred to as coercive fields in EB systems. This DC EB field was observed to be different from the values obtained from usual ferromagnetic resonance (FMR) measurements [2]. Moreover, FMR experiments on systems exhibiting EB commonly present an isotropic shift of the angular variation of the resonance field H_{res} attributed to the so-called rotatable anisotropy (RA), as discussed in Refs. [3–5] and the references cited therein. It is accepted that the RA comes from uncompensated spins (UCSs) at the FM/AFM interface whose magnetizations follow the rotation of the FM layer magnetization and that the RA is responsible for the increased coercivity (H_C) in bilayers with polycrystalline AFM. In FMR experiments, the RA can strongly depend on the excitation frequency [6]; it has also been found [7] that in IrMn/Cr/Co thin films the RA is due to the Cr interface coupled antiferromagnetically with the Co atoms and that, near saturation, the RA field is antiparallel to the external magnetic field **H**.

It will be shown in this paper that the usual hysteresis and FMR measurements are not sufficient to get a wide panorama of the EB phenomenon due to the strong dependence on frequency, even by taking into account the angular dependencies. The only way to proceed is to perform broadband FMR measurements using the Vectorial Network Analyser (VNA) or similar techniques. A few indications of this situation have been discussed in the paper by Geshev et al. [8] , Bilzer et al. [9] and Yang et al. [10], the first with usual FMR measurements and the others with preliminary broadband measurements.

Although the description of these EB features has received a great deal of attention in the past decades [11,12], only recently a realistic model able to describe experimental data for polycrystalline EB systems has been proposed [13]. In this model, the authors consider FM domains interacting with two types of interfacial grains with UCSs, namely stable (or biasing) and rotatable grains. In the corresponding energy expression, there are two terms corresponding to the effective RA, i.e., that of the magnetic anisotropy of the rotatable grains and a term representing the FM/UCS (rotatable) exchange coupling. The RA changes when **H** is

* Corresponding author. Tel.: +55 21 2141 7279; fax: +55 21 2141 7400.
E-mail addresses: rlsommer@gmail.com, sommer@cbpf.br (R.L. Sommer).

0304-8853/$ - see front matter © 2013 Elsevier B.V. All rights reserved.
http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2013.06.040

varied, resulting in the commonly observed non-zero hard-axis coercivity. The authors have also demonstrated that the classification of a grain with UCS as rotatable or biasing one depends on both anisotropy and magnetic coupling strength with the adjacent FM.

In the present work, we investigate how the anisotropy and coupling parameters of $Ni_{81}Fe_{19}(20\,nm)/Ir_{20}Mn_{80}$ multilayers depend on the AFM layer's thickness, for thickness of 4 and 15 nm, and result in the observed experimental data. We obtain the dispersion relations and hysteresis curves for three different angles between the external field with respect to the EB axis: 0°, 45° and 90°. This procedure allows us to use the polycrystalline EB model [13], combined with the procedure of Smith and Beljers [14] to successfully describe the dispersion relations and hysteresis curves without ambiguities in the anisotropy constants, in contrast to the results reported in [9] and [10] where a field or frequency dependent EB field was needed to describe the experimental data.

2. Experiment

Multilayered films with nominal structure [NiFe(20 nm)/IrMn(t_{IrMn})/Ta(3 nm)] × 10 for t_{IrMn}=4 or 15 nm were grown onto a Si (100) substrate with a 20 nm Ta buffer layer by magnetron sputtering. The film depositions were performed under 5 mTorr and 22.2 sccm Ar flow, after a base pressure of 2×10^{-7} Torr has been attained. A RF source was used for the NiFe deposition while DC sources were used for the Ta and IrMn depositions. During the growth process, an in-plane magnetic field of the 1 kOe was applied in order to induce unidirectional anisotropy at the FM/AFM interface.

The x-ray diffraction (XRD) technique (Panalytical Xpert Pro) was used for the structural characterization. As seen in Fig. 1, for both samples, the preferential (111) fcc texture for both IrMn (41.4°) and NiFe (44.1°) layers was obtained. Vibrating sample magnetometry (VSM) was used to obtain the magnetization hysteresis loops of the films upon magnetic fields of up to ± 300 Oe.

Dynamic magnetic measurements were performed by means of a broadband FMR setup using a Rhode&Shwarz ZVA24 VNA combined with a coplanar waveguide for frequencies in the range 0.1–7 GHz and magnetic fields of ± 300 Oe. For these measurements, each sample was placed on top of the coplanar waveguide with dimensions shown in Fig. 2, where **H** was applied along the propagation direction. The resonant spectra were yielded by measuring the S_{21} parameter [15] with respect to a reference spectrum obtained when the sample was saturated along the

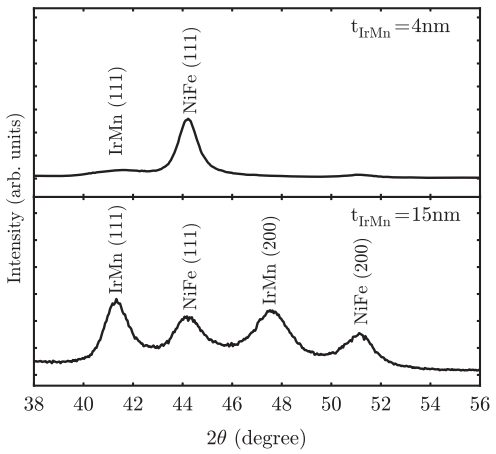


Fig. 1. XRD spectra of [NiFe(20 nm)/IrMn(t_{IrMn})/Ta(3 nm)] × 10 films, where t_{IrMn}=4 or 15 nm.

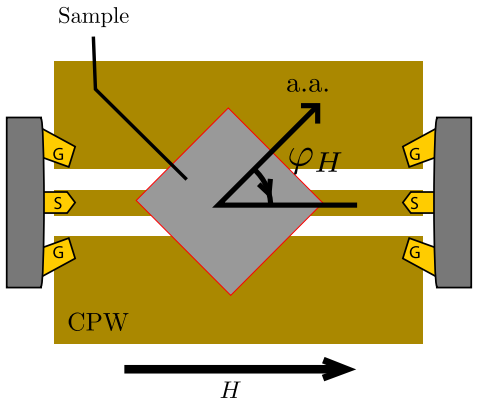


Fig. 2. Schematic diagram of the coplanar waveguide (CPW) structure and the sample placed on top of it. The central conductor of the CPW is about 260 μm wide. High-frequency micro-probes and coaxial cables (not shown) are used to connect the structure to the VNA. The sample's anisotropy axis (a.a.) makes an angle φ_H with respect to the direction of **H**.

direction of the RF field; the resonance frequencies were also extracted as a function of H. Within the range of the frequencies used in this setup, resonance takes place in unsaturated magnetization states in contrast to the conventional FMR measurements. All magnetic measurements were performed with **H** applied at angles of 0°, 45° and 90° with respect to the EB direction induced during deposition.

3. Model

The dispersion relation was modeled using the following procedure established by Smith and Beljers [14], where the field dependence of resonance frequency is written as

$$\left(\frac{\omega}{\gamma_0}\right)^2=\frac{1}{M_s^2\,\sin^2\theta_M}\left[\frac{\partial^2E}{\partial\theta^2}\frac{\partial^2E}{\partial\varphi^2}-\left(\frac{\partial^2E}{\partial\theta\partial\varphi}\right)^2\right], \quad (1)$$

where E is the free magnetic energy per unit volume, V, of the FM with saturation magnetization M_s, γ_0 the gyromagnetic ratio, and θ and φ are the polar and azimuthal angles of $\mathbf{M}_s$, respectively.

For the magnetic hysteresis loop simulations, we adopted the polycrystalline EB model considering FM layer coupled to two or three different (in size and/or anisotropy) assemblies of interface grains with UCSs; for more details, see Ref. [13]. Since in thin films the shape anisotropy energy dominates, $\mathbf{M}_s$ always lays in the film's plane for **H** applied in-plane so $\theta=\pi/2$. Considering also uniaxial anisotropies for both FM and UCSs with easy axes given by $\varphi_H=0$, the variable part of the normalized free energy $\eta(=E/M_s)$ can be written as

$$\eta=-H\cos(\varphi_H-\varphi)-\frac{1}{2}H_U\cos^2\varphi - \sum_{i=1}^{n}\left[\frac{1}{2}H_{u,i}\cos^2\varphi_i+H_{E,i}\cos(\varphi_i-\varphi)\right]. \quad (2)$$

Here, the first two terms are the FM's Zeeman and anisotropy energies and the last two terms give the anisotropy and the FM/UCSs exchange coupling energies; here we use n=2 when simulating data for the film with $t_{IrMn}=15$ nm and n=3 when $t_{IrMn}=4$ nm; φ_H, φ_i and φ are the in-plane angles of **H**, UCSs of the i-th assemble and FM magnetization, respectively. The effective fields used here are defined as follows. $H_U=2K_U/M_s$ and $H_{u,i}=2K_{u,i}/(M_sV/v_i)$ are the anisotropy fields of the FM and of theassemble of grains with volume v_i and interface contact area a_i with local anisotropy energy densities K_U and $K_{u,i}$ averaged over the respective volumes, and $H_{E,i}=a_iJ_i/(M_sV)$ is the FM/UCS exchange-coupling field of the UCSs of the i-th assemble with

coupling constant J_i. Note that, depending on the anisotropy and coupling parameters, the grains of an assemble are either biasing or rotatable ones.

To calculate the equilibrium angles φ and φ_i along the magnetization curve, we start from a saturated state at $H=+300$ Oe were $\varphi=\varphi_H$. Then the external field is swept in small steps down to $H=-300$ Oe and back to $H=+300$ Oe. For each step the values of φ and φ_i are obtained by finding the local minimum of η. The magnetization curves are calculated by taking the magnetization component along the applied field direction $M=M_S\cos(\varphi-\varphi_H)$. With the help of Eq. (1) one gets the resonant frequency ω for each field. As our measurements include unsaturated states, the actual magnetization angles should be taken into account in the dispersion relation calculations.

4. Results and discussion

The broadband measured spectra as function of H are shown in Fig. 3 together with the magnetization curve for the sample with 4 nm thick IrMn layer for **H** parallel to the unidirectional anisotropy axis. The color scale denotes signal amplitude and the maximum amplitude branches correspond the resonant mode. The arrows in Fig. 3 denote the sweep field directions. At each magnetization switching field (i.e., the coercive fields), there is an evident jump and a change in the slope of the resonant branches.

From a simple inspection of these spectra, a preliminary description of the EB films dynamic properties can be obtained. It is observed that the spectra are shifted along the field axis by the EB field, following the features presented by the hysteresis curves.

Figs. 4 and 5 show experimental and simulated dispersion relations and magnetization curves, for the both samples with $t_{IrMn}=4$ or 15 nm, respectively. The experimental results were taken at $\varphi_H=0^\circ$, 45° and 90° in respect to the EB direction. The field dependencies of the resonance frequencies were obtained by taking the maximum value of the measured spectra for each H. For $\varphi_H=0^\circ$, both magnetization and dispersion relation curves are always shifted (biased) from the origin. As expected, no shift is observed for 90° while an intermediate-value shifts are observed for the 45° curves.

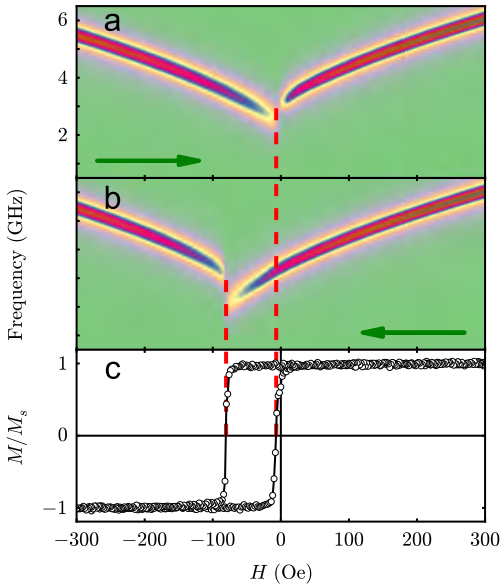


Fig. 3. Measured broadband spectra (a) and (b) and the easy-axis hysteresis loop (c) for the film with 4 nm thick IrMn layer. The dashed lines are guides to the eyes showing the singularities of the spectra that follow those of the hysteresis curves. The arrows indicate the sweep-field direction.

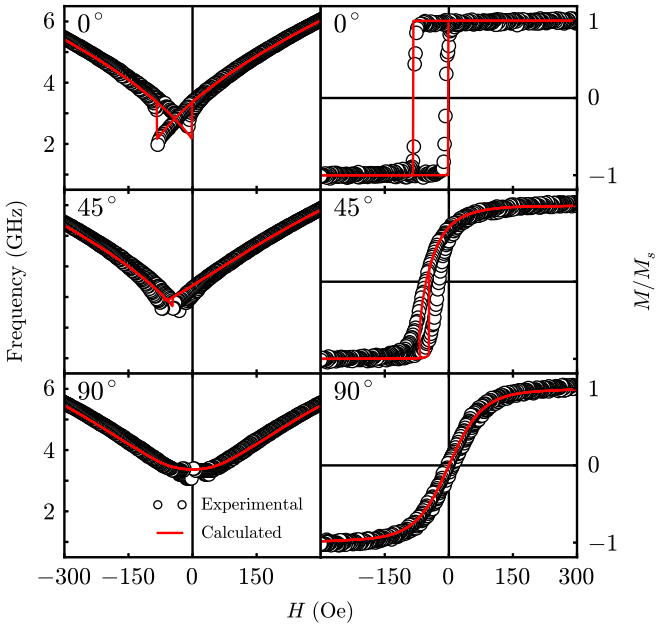


Fig. 4. Field dependencies of the FMR frequencies (left column) and hysteresis loops (right column) of the [NiFe(20 nm)/IrMn(4 nm)/Ta(3 nm)] × 10 sample for $\varphi_H=0^\circ$, 45° and 90°. The symbols are experimental data and the lines represent the corresponding numerically calculated fitting curves.

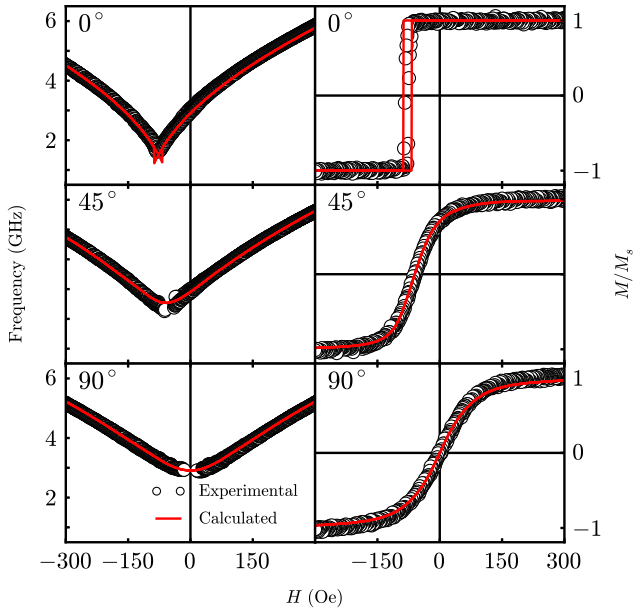


Fig. 5. Same as Fig. 4 for the sample with 15 nm thick IrMn layer.

The magnetization curves for the sample with $t_{IrMn}=15$ nm show high EB field, low coercivity and rather square loop shapes for $\varphi_H=0^\circ$, evidencing the high quality of our FM/AFM interface. Furthermore, the upward shift in the measured dispersion relations indicates the presence of a small RA. In comparison, the sample with $t_{IrMn}=4$ nm exhibits higher coercivity, smaller field shift and a larger frequency shift. These changes in the magnetic properties were parameterized by fitting the experimental data using the model described above. We considered only one biasing assemble with anisotropy field $H_{u,1}$ so strong that its magnetization always stays practically parallel to the EB direction. This condition is satisfied when $H_{u,1}\gg H_{E,1}$, and is applied in the model by not taking into account the correspondent anisotropy term and

Table 1
Magnetic parameters as estimated from the simulations of the model curves in Figs. 4 and 5.

t_{IrMn} (nm)	H_U (Oe)	$H_{E,1}$ (Oe)	$H_{E,2}$, $H_{E,3}$ (Oe)	H_{u2}, $H_{u,3}$ (Oe)
4	20	42	50, 30	10, 20
15	2	77	27	10

fixing the angle $\varphi_1 = 0^\circ$.On the other hand, in a rotatable assemble i there is competition between the anisotropy field $H_{u,i}$ that tries to keep φ_i aligned to the EB direction and the coupling field $H_{E,i}$ that rotate φ_i toward the magnetization angle φ. When $H_{E,i} \gg H_{u,i}$ the UCSs follows the direction of the magnetization ($\varphi_i \approx \varphi$) and it can be considered as fully rotatable. The simulations were performed employing the same fitting parameters for all field angles, the obtained parameters are given in Table 1.

The obtained fields for the rotatable assemblies ($i=2, 3$) show that they are not composed of fully rotatable UCSs, but $H_{E,i} > H_{U,i}$. In this condition they have a large contribution to the RA and a small contribution to the EB field. It must be remembered that the values of $H_{u,i} = 2K_{u,i}/(M_s V/v_i)$ and $H_{E,i} = a_i J_i/(M_s V)$ depend on the assemble volume v_i and contact area a_i with the FM layer, respectively. Thus an assemble with smaller volume and area will have smaller values of $H_{E,i}$ and $H_{U,i}$. As the total area of the assemblies should be equal to the FM/AFM interface area, a change in the distribution of the UCSs anisotropies is always accompanied by a change in the assemblies partial areas, which is reflected in the changes of the EB and RA fields such that an increase in the first is related to a decrease in the second or reversely. For the sample with the thinner IrMn layer, the decrease of the EB field and the increase of RA fields can be explained by a different distribution of the UCSs favoring lower anisotropies of the UCSs. In this case, for representing the grain distribution, we needed three different assemblies with strong, medium and weak anisotropies. This new UCSs' distribution is directly related to the AFM layer quality change due to the change in the thickness. This also explains the observed change in the uniaxial anisotropy of the FM layer.

5. Conclusions

In this paper, we have obtained the dispersion relation and magnetization curves of exchange-coupled polycrystalline FM/AFM bilayers using broadband FMR and static VSM measurements for magnetic field applied at 0°, 45° and 90° with respect to the exchange-bias direction. We have compared the experimental data with numerical calculations performed with a realistic exchange-bias model which resulted in a rather good agreement between them. It is worth to point out that this agreement was obtained without any field or frequency dependent parameters. The estimated rotatable anisotropy field is significantly higher for the sample with the smaller AFM film thickness which was correlated to the change in the anisotropy distribution of the UCSs in the FM/AFM interface which is a consequence of the AFM layer quality.

Acknowledgments

This work has been supported by the Brazilian agencies CNPq, FAPERJ and CAPES.

References

[1] W.H. Meiklejohn, C.P. Bean, Physical Review 102 (1956) 1413.
[2] J.R. Fermin, M.A. Lucena, A. Azevedo, F.M. de Aguiar, S.M. Rezende, Journal of Applied Physics 87 (2000) 6421.
[3] R.J. Prosen, J.O. Holmen, B.E. Gran, Journal of Applied Physics 32 (1961) 91S.
[4] R.D. McMichael, M.D. Stiles, P.J. Chen, W.F. Egelhoff Jr., Physical Review B 58 (1998) 8605.
[5] J. Geshev, L.G. Pereira, J.E. Schmidt, Physical Review B 66 (2002) 134432.
[6] J. Geshev, L.G. Pereira, J.E. Schmidt, L.C.C.M. Nagamine, E.B. Saitovitch, F. Pelegrini, Physical Review B 67 (2003) 132401.
[7] S. Nicolodi, L.G. Pereira, A. Harres, G.M. Azevedo, J.E. Schmidt, I. García-Aguilar, N.M. Souza-Neto, C. Deranlot, F. Petroff, J. Geshev, Physical Review B 85 (2012) 224438.
[8] J. Geshev, S. Nicolodi, L.G. Pereira, L.C.C.M. Nagamine, J.E. Schmidt, C. Deranlot, F. Petroff, R.L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, Physical Review B 75 (2007) 214402.
[9] C. Bilzer, T. Devolder, Joo-Von Kim, C. Chappert, M. Ruehring, L. Baer, Journal of Applied Physics 106 (2009) 063918.
[10] J. Yang, S. Cardoso, P.P. Freitas, T. Devolder, M. Ruehrig, Applied Physics Letters 97 (2010) 132502.
[11] J. Nogus, I.K. Schuller, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 192 (1999) 203.
[12] K. OGrady, L.E. Fernandez-Outon, G. Vallejo-Fernandez, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 322 (2010) 8.
[13] A. Harres, J. Geshev, Journal of Physics: Condensed Matter 24 (2012) 326004.
[14] J. Smith, H.G. Beljers, Philips Research Reports 10 (1955) 113.
[15] C. Bilzer, T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert, S. Cardoso, P.P. Freitas, Journal of Applied Physics 101 (2007) 074505.

PHYSICAL REVIEW B **88**, 104431 (2013)

Interlayer coupling in spin valves studied by broadband ferromagnetic resonance

D. E. Gonzalez-Chavez, R. Dutra, W. O. Rosa, T. L. Marcondes, A. Mello, and R. L. Sommer
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 22290-180 Rio de Janeiro, RJ, Brazil
(Received 10 June 2013; published 30 September 2013)

The magnetization dynamics of coupled and uncoupled spin valves with the structure NiFe (20 nm)/Cu(t_{Cu})/NiFe (20 nm)/IrMn (10 nm) is probed by broadband ferromagnetic resonance absorption measurements. The coupling intensity between the free and the pinned layers is tailored by varying the Cu thickness t_{Cu}. Broadband spectra exhibited two resonant modes for each value of the applied field. It is observed that the coupling between NiFe layers modifies the amplitude of the absorption peaks and the shape of the dispersion relations for each mode, which becomes particularly distorted in the antiparallel magnetization state. The observed phenomena are well described by applying a semianalytical model that properly takes into account the coupling interactions and allows an efficient numerical calculation of the absorption peak amplitudes and the dispersion-relation shapes.

DOI: 10.1103/PhysRevB.88.104431 PACS number(s): 75.78.−n, 75.70.Ak, 75.30.Cr, 76.50.+g

I. INTRODUCTION

Interlayer coupling is an important ingredient in several devices, such as spin valves[1,2] and magnetic tunnel junctions[3–6] (MTJs), multilayered materials, and any system based on two or more ferromagnetic layers separated by a nonmagnetic spacer. In spin valves and MTJs, strong interlayer coupling is a key issue for devices using synthetic free or pinned layers,[7–9] whereas, weak coupling is usually observed between the free and the pinned layers.[10–12] In both cases, the dynamic behavior is influenced by the strength of the interlayer coupling in both saturated and unsaturated magnetic states. This coupling has been studied extensively in the past by several experimental techniques as magnetization measurements and magnetoresistance,[13,14] ferromagnetic resonance (FMR),[15–18] Brillouin light scattering[19–21] (BLS), and others.[22,23]

An interesting and recent approach for studying the effect of interlayer coupling on the high-frequency response of materials and devices is the use of broadband ferromagnetic resonance. This technique is based on a vector network analyzer (VNA), and it is usually known as VNA-FMR.[24] With this technique [VNA-FMR (Ref. 24)], we are able to measure the dynamic properties (permeability or absorption) in a frequency range from a few MHz to dozens of GHz. Moreover, all measurements can be performed in a magnetic-field range $-H_{max} \leqslant 0 \leqslant +H_{max}$, where H_{max} can be adjusted from a few Oe to several kOe. Therefore, besides measuring the saturated states as in traditional FMR, a broadband measurement can be performed on unsaturated states and even at zero field.

Here, we study the static and dynamic properties of spin-valve systems using VNA-FMR and magnetometry measurements. Our samples consist of Py/Cu/Py/IrMn layers described as follows. The bottom Py = permalloy ($Ni_{81}Fe_{19}$) layer acts as a free magnetic layer (F), whereas, the top Py layer is coupled to an antiferromagnet ($Ir_{20}Mn_{80}$) and behaves as a pinned layer (P). We are able to analyze the behavior of each layer and the effect of the interaction mediated by the Cu spacer. By varying the Cu layer thickness t_{Cu}, we are able to control the interaction between the Py layers, producing new features on broadband spectra in unsaturated magnetic states. In particular, we observe complex dispersion relations, including frequency jumps and absorbed power intensities, depending on the oscillation modes.

A semianalytical model based on the magnetic free energy for the macrospin, together with the Landau-Lifshitz-Gilbert equation (LLG), is proposed and is applied to these systems. This model allows an efficient numerical calculation of the broadband absorption amplitudes and dispersion relations and describes the experimental results remarkably well. Moreover, the model provides further insight into magnetization dynamics of spin-valve-like systems in both saturated and unsaturated magnetic states.

II. EXPERIMENT

Spin valves with the structure Py (20 nm)/Cu(t_{Cu})/Py (20 nm)/IrMn (15 nm), where $t_{Cu} = 0.75$, 1.0, and 2.5 nm, were produced using magnetron sputtering on a Si(100) substrate with a Ta (5-nm) buffer and capping layers. The deposition conditions were 5-mTorr pressure and 50 sccm Ar gas flow after a 5×10^{-8}-Torr base pressure had been attained in the whole chamber. A rf power source was used for Py depositions, whereas, dc sources were used for Ta, Cu, and IrMn depositions. All deposition rates were calibrated by low angle x-ray reflectivity measurements. During the growth process, an in-plane magnetic field of about 200 Oe was applied in order to induce an unidirectional anisotropy at the ferromagnetic (FM)/antiferromagnetic (AFM) interface, leading to the pinning of the top FM layer through the exchange bias effect.

We performed static magnetic measurements (M vs H) with a vibrating sample magnetometer under dc fields of ±300 Oe. For the dynamic measurements, we used a broadband ferromagnetic resonance setup composed of a Rohde & Schwarz ZVA24 vector network analyzer, combined with a co-planar waveguide for frequencies in the range of 0.1–7.0 GHz and dc magnetic fields in the range of ±300 Oe. For these measurements, each sample was placed on top of a two port co-planar waveguide (CPW) where the external field H was applied along the propagation direction as shown in Fig. 1. The transmission S_{21} and reflection S_{11} coefficients were measured in the field and frequency ranges specified above. The absorbed

 ©2013 American Physical Society

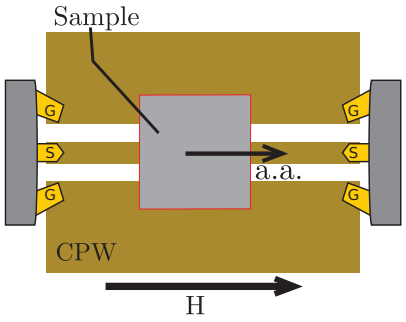


FIG. 1. (Color online) Schematic of the CPW structure and a sample placed on top of it. The central conductor of the CPW is about 260-μm wide. High-frequency microprobes and coaxial cables (not shown) were used to connect the structure to the VNA. The sample's anisotropy axis (a.a.) is aligned with the direction of the applied external field H.

power ratio in the waveguide was calculated as[25]

$$P_{\mathrm{Loss}}/P_{\mathrm{In}} = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2. \quad (1)$$

The ferromagnetic resonant spectra (magnetic absorption) were obtained by measuring this ratio with respect to a reference measurement of the dielectric losses, acquired with the sample saturated along the direction of the rf field.

III. EXPERIMENTAL RESULTS

Our samples were engineered so as to have distinct coupling intensities between their FM layers. From the static hysteresis loops, measured with the external field aligned with the easy magnetization axis (as shown in Fig. 2), we can clearly see how the thickness of the Cu spacer modulates the intensity of the coupling between the FM layers.

The sample with $t_{\mathrm{Cu}} = 2.5$ nm [Fig. 2(a)] shows typical spin-valve behavior with well-known parallel and antiparallel magnetization states. Coming from negative saturation, the first layer to flip is the P layer at a field related to the unidirectional anisotropy, then the F layer flips at a field close to zero. This is observed in the magnetization curve as a shifted response for the P layer and a centered response for the F layer.

Such features indicate negligible coupling between the FM layers. On the other hand, for $t_{\mathrm{Cu}} = 1.00$ nm [Fig. 2(b)], the coupling now manifests itself as a small shift (toward negative H) in the response of the F layer. A larger coupling is observed for $t_{\mathrm{Cu}} = 0.75$ nm with a greater shift in the F-layer response, and the antiparallel state is no longer observed. Instead of that, a gradual rotation of the magnetization is now the main switching process.

The right side of Fig. 2 shows the measured absorbed power spectra for our samples. The color scale denotes the amplitude from blue (minimum) to red (maximum). The amplitude maxima on the branches correspond to the resonant modes. In these measurements, we can see two clear resonant responses [Fig. 2(b)] for the sample without coupling ($t_{\mathrm{Cu}} = 2.50$ nm), one centered and the other field shifted, corresponding to the F and P layers, respectively. As already observed[26] in simple or exchange biased magnetic systems, the reversal of

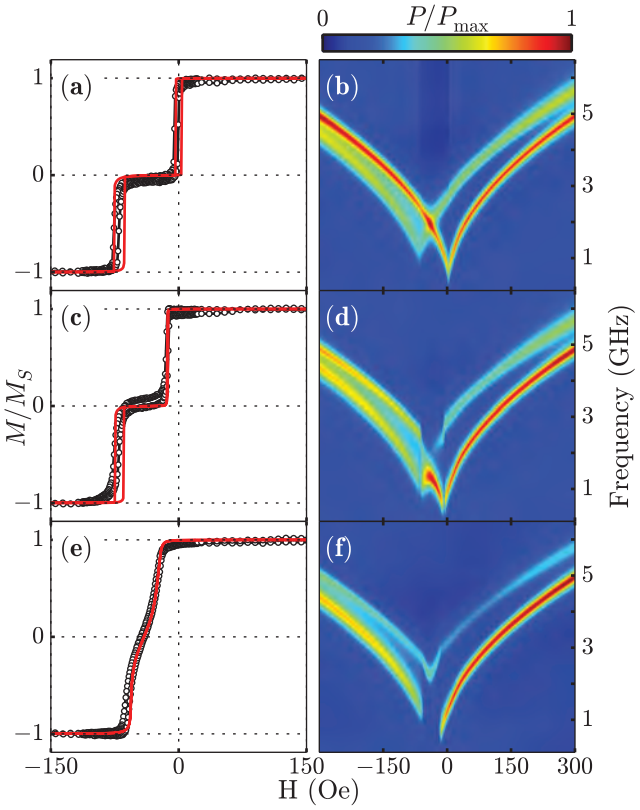


FIG. 2. (Color online) Measured and calculated magnetic hysteresis loops (left) and the broadband FMR spectra (right) for $t_{\mathrm{Cu}} = 2.50$ nm (top), $t_{\mathrm{Cu}} = 1.00$ nm (middle), and $t_{\mathrm{Cu}} = 0.75$ nm (bottom). The symbols represent the experimental data, and the solid line is the calculated curve.

the slopes of the branches occurs at the switching fields of the respective layers. On the other hand, for the samples with coupled FM layers ($t_{\mathrm{Cu}} = 1.00$ and $t_{\mathrm{Cu}} = 0.75$ nm), a pair of resonant branches is still observed in parallel magnetization states, whereas, a completely different behavior is observed in unsaturated states, including frequency jumps in the resonant branches for both layers at their switching fields. These features will be addressed in Sec. V after we present our model and numerical calculations for these systems. In all cases (saturated and unsaturated samples), we observe different absorption intensities on each resonant branch. In order to gain further insight into the absorption of the saturated states, in Fig. 3, we plot the absorption profiles for these samples at 3.7 GHz. In this figure, four absorption peaks are observed for all samples. In the uncoupled case [Fig. 3(a)], the small peaks represent the oscillation of the P layer, whereas, the larger peaks are associated with the resonance of the F layer.

Therefore, the difference in height of the peaks can clearly be ascribed to the larger damping parameter α for the exchange biased P layer.[27] This is related to a broader linewidth, which results in a smaller peak height. For the samples in which FM layers interact [Figs. 3(b) and 3(c)], the inner peak amplitudes are reduced relative to the outer peaks without a significant increase in the measured linewidths (not shown), indicating that damping is not responsible for this behavior.

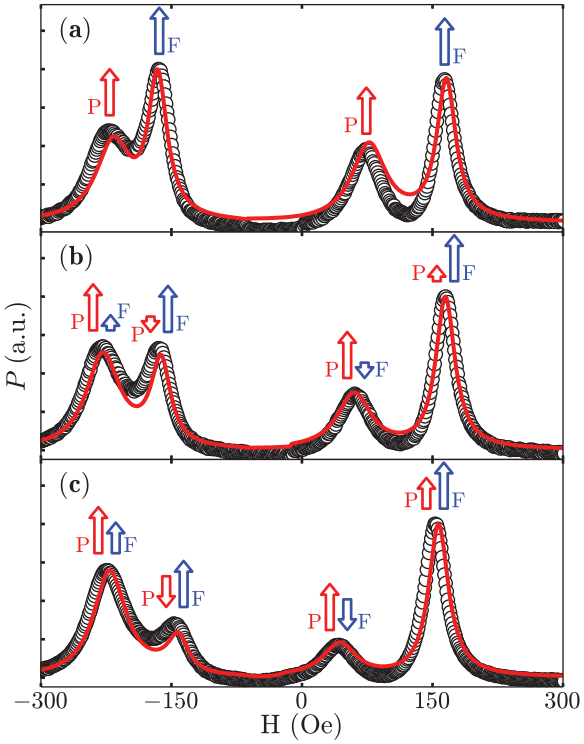


FIG. 3. (Color online) Absorbed power profiles at 3.7 GHz for samples with three different Cu spacer thicknesses: (a) $t_{Cu} = 2.5$, (b) $t_{Cu} = 1.0$, and (c) $t_{Cu} = 0.75$ nm. The symbols correspond to the experimental data, and the solid line corresponds to the calculated curve. The arrows represent the oscillating vectors (see Fig. 5 for further details).

This reduction depends on the coupling intensity, and it will be explained later in terms of our model and numerical calculations.

From Fig. 3 and thereafter, the filled arrows represent the magnetization vectors, whereas, empty arrows represent the oscillating vectors, and they were colored red and blue for the pinned and free layers, respectively.

IV. SEMIANALYTICAL MODEL AND NUMERICAL CALCULATIONS

In order to understand the features observed in our M vs H curves and broadband measurements, we have adopted a macrospin model that takes the usual free-energy density terms for each ferromagnetic layer plus a term describing the effective interaction between the free (F) and the pinned (P) layers into account as follows:

$$E = E_{\text{Pinned}} + E_{\text{Free}} + E_{\text{Interaction}}. \tag{2}$$

The perpendicular anisotropy term that appears in the free energy corresponds to the uniaxial anisotropy along the hard axis direction, which is perpendicular to the plane of the thin film.

The free-energy densities for the two layers E_{Pinned} and E_{Free} incorporate the Zeeman, in-plane uniaxial anisotropy, shape anisotropy, and out-of-plane anisotropy terms.

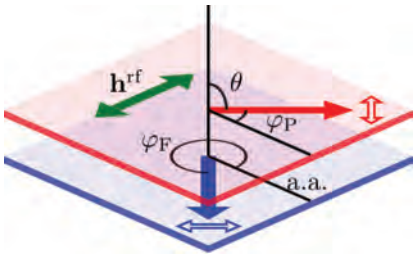


FIG. 4. (Color online) Sketch of the theoretical model adopted for the numerical calculations. The magnetization vectors (filled arrows) lie on the plane of the samples, their orientations being defined by angles θ and φ measured from the sample's normal and a.a., respectively. The oscillating vectors (empty arrows) are parallel to the $\hat{\varphi}$ directions (not shown). The radio-frequency field $\mathbf{h}^{\text{rf}}$ is also parallel to the sample and is perpendicular to the a.a.

Generally, out-of-plane anisotropy can be originated from surface roughness, crystalline ordering, or interface effects. E_{Pinned} also includes the exchange bias interaction term that keeps the corresponding layer pinned and the related rotatable anisotropy,[27] which arises from interfacial antiferromagnet grains with weak effective anisotropy and behaves like an anisotropy where the easy axis rotates toward the direction of the magnetization vector. In our system, as shown in Fig. 4, both layers have the same thickness t and saturation magnetization M_S, and we express the energy density in terms of the polar θ and azimuthal φ angles of the magnetizations and the anisotropy axis. Since the shape anisotropy energy is dominant in our system, the magnetization vector always lies on the plane of the thin film so that $\theta = \pi/2$. Also, considering that the anisotropies have an in-plane easy magnetization axis direction, parallel to $\varphi = 0$, and having applied the external field H applied at φ_H, then the normalized free-energy density ($\eta = E/M_S$) for the F and P layers, keeping only the φ dependent terms, can be written as follows:

$$\begin{aligned} \eta_{\text{Pinned}} &= -H\cos(\varphi_H - \varphi_P) - H_{\text{EB}}\cos(\varphi_P) - \tfrac{1}{2}H_k^P\cos^2(\varphi_P), \\ \eta_{\text{Free}} &= -H\cos(\varphi_H - \varphi_F) - \tfrac{1}{2}H_k^F\cos^2(\varphi_F), \end{aligned} \tag{3}$$

where H_k^P, H_k^F, φ_P, and φ_F are the uniaxial anisotropy fields and the in-plane magnetization angles of the P and F layers, respectively; H_{EB} is the exchange bias field acting on the pinned layer. The adopted interaction energy density reads

$$\eta_{\text{Int}} = -H_1^J\cos(\varphi_P - \varphi_F) + H_2^J\cos^2(\varphi_P - \varphi_F), \tag{4}$$

with $H_1^J = \frac{J_1}{tM_S}$ and $H_2^J = \frac{J_2}{tM_S}$, where J_1 and J_2 are the bilinear and biquadratic interaction constants between the two layers, respectively.

By minimizing $\eta = \eta_{\text{Pinned}} + \eta_{\text{Free}} + \eta_{\text{Int}}$ for a given H, the equilibrium angles φ_P and φ_F of the magnetization vectors can be deduced.

The magnetization dynamics in our system is described by the LLG equation adapted for our purpose,

$$\frac{d\mathbf{M}_i}{dt} = -\gamma(\mathbf{M}_i \times H_i) + \frac{\alpha_i}{M_S}\left(\mathbf{M}_i \times \frac{d\mathbf{M}_i}{dt}\right), \tag{5}$$

with $i = F, P$. Each layer is expected to follow this equation independently; hence, in angular coordinates, it can be expressed as

$$\begin{aligned} \frac{d\theta_i}{dt} &= \frac{\gamma}{(1+\alpha_i^2)}(H_{\varphi_i} + \alpha_i H_{\theta_i}), \\ \sin\theta_i \frac{d\varphi_i}{dt} &= \frac{\gamma}{(1+\alpha_i^2)}(\alpha_i H_{\varphi_i} - H_{\theta_i}), \end{aligned} \tag{6}$$

where H_φ and H_θ are the azimuthal and polar components of the effective field, α is the dimensionless damping parameter, and γ is the gyromagnetic ratio, which is the same for both layers. The effective field components can be expressed as

$$\begin{aligned} H_{\theta_i} &= -\frac{1}{M_S}\frac{\partial E}{\partial \theta_i} + \mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot \hat{\theta}_i, \\ H_{\varphi_i} &= -\frac{1}{M_S \sin\theta_i}\frac{\partial E}{\partial \varphi_i} + \mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot \hat{\varphi}_i, \end{aligned} \tag{7}$$

where $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ is the dynamic component of the applied external field, $\hat{\theta}_i = \cos\varphi_i \cos\theta_i \hat{x} + \sin\varphi_i \cos\theta_i \hat{y} - \sin\theta_i \hat{z}$, and $\hat{\varphi}_i = -\sin\varphi_i \hat{x} + \cos\varphi_i \hat{y}$.

In our specific case, $\sin\theta_P = \sin\theta_F = 1$, which means that we can rewrite Eq. (6) for the F and P layers as follows:

$$\begin{bmatrix} \dot{\theta}_P \\ \dot{\varphi}_P \\ \dot{\theta}_F \\ \dot{\varphi}_F \end{bmatrix} = -\frac{\gamma}{M_S}[\mathbf{\Lambda}] \begin{bmatrix} \partial E/\partial\theta_P \\ \partial E/\partial\varphi_P \\ \partial E/\partial\theta_F \\ \partial E/\partial\varphi_F \end{bmatrix} + \gamma[\mathbf{\Lambda}] \begin{bmatrix} \mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot \hat{\theta}_P \\ \mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot \hat{\varphi}_P \\ \mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot \hat{\theta}_F \\ \mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot \hat{\varphi}_F \end{bmatrix}, \tag{8}$$

where

$$[\mathbf{\Lambda}] = \begin{bmatrix} \frac{1}{1+\alpha_P^2}\begin{pmatrix} \alpha_P & 1 \\ -1 & \alpha_P \end{pmatrix} & 0 \\ 0 & \frac{1}{1+\alpha_F^2}\begin{pmatrix} \alpha_F & 1 \\ -1 & \alpha_F \end{pmatrix} \end{bmatrix}. \tag{9}$$

A. Susceptibility tensor

The differential susceptibility tensor $[\boldsymbol{\chi}] = d\mathbf{M}/d\mathbf{H}$ characterizes the dynamic magnetic response of a system to an external field. In our system, $[\boldsymbol{\chi}]$ gives us the relation between the radio-frequency field $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ and the oscillating part $\dot{\mathbf{M}}$ of the magnetization vectors,

$$\dot{\mathbf{M}}_F + \dot{\mathbf{M}}_P = [\boldsymbol{\chi}]\dot{\mathbf{h}}^{\mathrm{rf}}, \tag{10}$$

where $\dot{\mathbf{M}}_i = M_S[\dot{\theta}_i\hat{\theta}_i + \sin\theta_i\dot{\varphi}_i\hat{\varphi}_i]$ for each layer. In order to derive an equivalent expression as a function of the angular coordinates, we define $\mathbf{\Omega} = (\theta_P, \varphi_P, \theta_F, \varphi_F)$ with $\mathbf{\Omega} = \mathbf{\Omega}_0 + \delta\mathbf{\Omega}^{\mathrm{rf}}$, where $\delta\mathbf{\Omega}^{\mathrm{rf}} \propto e^{j\omega t}$ are small deviations around the equilibrium positions $\mathbf{\Omega}_0$. The magnetization deviations $\delta\mathbf{\Omega}^{\mathrm{rf}}$ are driven by the radio-frequency field $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$; thus, they oscillate at the same frequency ω. The projections $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}_{\mathbf{\Omega}} = \mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot \hat{\mathbf{\Omega}}_{\mathbf{0}}$ are related to the magnetization oscillations $\delta\mathbf{\Omega}^{\mathrm{rf}}$ by a pseudosusceptibility tensor $[\boldsymbol{X}]$, defined by

$$\delta\mathbf{\Omega}^{\mathrm{rf}} = [\boldsymbol{X}]\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}_{\mathbf{\Omega}}. \tag{11}$$

Next, if we expand the energy terms around $\mathbf{\Omega}_0$ as in $\partial E/\partial\Omega_k^{\mathrm{rf}} = \sum_l \frac{\partial^2 E}{\partial\Omega_k \partial\Omega_l}\delta\Omega_l^{\mathrm{rf}}$, Eq. (8) can be expressed as

$$-\frac{\gamma}{M_S}[\mathbf{\Lambda}][\boldsymbol{E}_{\mathbf{\Omega\Omega}}][\boldsymbol{X}]\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}_{\mathbf{\Omega}} + \gamma[\mathbf{\Lambda}]\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}_{\mathbf{\Omega}} = j\omega x[\boldsymbol{X}]\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}_{\mathbf{\Omega}}, \tag{12}$$

where the matrix $[\boldsymbol{E}_{\mathbf{\Omega\Omega}}]$ has elements $E_{\Omega\Omega kl} = \frac{\partial^2 E}{\partial\Omega_k\partial\Omega_l}$. For our particular system, the nonzero values of $[\boldsymbol{E}_{\mathbf{\Omega\Omega}}]$ are as follows:

$$\begin{aligned} E_{\theta_P\theta_P} &= M_S\big[4\pi M_S - H_\perp + H\cos(\varphi_H - \varphi_P) + H_k^P\cos^2\varphi_P + H_{\mathrm{EB}}\cos\varphi_P + H_R + H_1^J\cos(\varphi_P - \varphi_F) - 2H_2^J\cos^2(\varphi_P - \varphi_F)\big], \\ E_{\varphi_P\varphi_P} &= M_S\big\{H\cos(\varphi_H - \varphi_P) + H_k^P\cos(2\varphi_P) + H_{\mathrm{EB}}\cos\varphi_P + H_R + H_1^J\cos(\varphi_P - \varphi_F) - 2H_2^J\cos[2(\varphi_P - \varphi_F)]\big\}, \\ E_{\theta_F\theta_F} &= M_S\big[4\pi M_S - H_\perp + H\cos(\varphi_H - \varphi_F) + H_k^F\cos^2\varphi_F + H_1^J\cos(\varphi_P - \varphi_F) - 2H_2^J\cos^2(\varphi_P - \varphi_F)\big], \\ E_{\varphi_F\varphi_F} &= M_S\big\{H\cos(\varphi_H - \varphi_F) + H_k^F\cos(2\varphi_F) + H_1^J\cos(\varphi_P - \varphi_F) - 2H_2^J\cos[2(\varphi_P - \varphi_F)]\big\}, \\ E_{\theta_P\theta_F} &= E_{\theta_F\theta_P} = -M_S\big[H_1^J + 2H_2^J\cos(\varphi_P - \varphi_F)\big], \\ E_{\varphi_P\varphi_F} &= E_{\varphi_F\varphi_P} = -M_S\big\{H_1^J\cos(\varphi_P - \varphi_F) + 2H_2^J\cos[2(\varphi_P - \varphi_F)]\big\}, \end{aligned} \tag{13}$$

where H_R and $H_\perp$ are the effective rotatable and perpendicular anisotropy fields. For an arbitrary field $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ oscillating at a frequency ω, we can obtain the pseudosusceptibility tensor from

$$[\boldsymbol{X}] = \left(j\frac{\omega}{\gamma}[\mathbf{\Lambda}]^{-1} + [\boldsymbol{E}_{\mathbf{\Omega\Omega}}]\right)^{-1}. \tag{14}$$

This equation can be solved efficiently by standard numerical methods, resulting in the susceptibility tensor for each applied external field H and excitation frequency ω.

B. Resonant frequencies

Important features of our system are the resonant frequencies. These can be calculated from

$$\frac{\gamma}{M_S}[\mathbf{\Lambda}][\boldsymbol{E}_{\mathbf{\Omega\Omega}}]\delta\mathbf{\Omega} = -j\omega_r\delta\mathbf{\Omega}. \tag{15}$$

This equation can be solved as an eigensystem by numerical methods. The eigenvalues provide us with the resonant frequencies ω_r and the eigenvector values of $\delta\mathbf{\Omega}$ at that frequency. Two positive values of ω_r are found for each external field H. The computed values of $\delta\mathbf{\Omega} = (\delta\theta_P, \delta\varphi_P, \delta\theta_F, \delta\varphi_F)$ show that the amplitude of the out-of-plane oscillations is negligible

($\delta\theta_P \approx \delta\theta_F \approx 0$) as expected. The analysis of the in-plane oscillations $\delta\varphi_P$ and $\delta\varphi_F$ of a given eigenvector allows us to determine which layer oscillates more strongly at the frequency of the corresponding eigenvalue. When $|\delta\varphi_P| > |\delta\varphi_F|$, we associate the resulting eigenvalue with natural resonant frequency ω_P of the pinned layer. In the opposite case of ($|\delta\varphi_P| < |\delta\varphi_F|$), it is associated with natural frequency ω_F of the free layer. It should be noted that $\delta\mathbf{\Omega}$ values, obtained by this method, are multiplied by an unknown amplitude and phase and, thus, are not suitable for calculating the absorbed power or to compare them at different fields H. However, they provide relevant information on the relative phase and amplitude of the oscillation of each layer over the dispersion relation.

C. Absorbed power

In order to compare our calculations directly with the experimental results, it is important to compute the average power absorbed by our system at a given field and frequency. We start by describing the instant power per unit volume absorbed by our system,

$$P = -\mathbf{h}^{\mathrm{rf}} \cdot (\dot{\mathbf{M}}_F + \dot{\mathbf{M}}_P). \tag{16}$$

It should be noted that the amplitude of P depends on three factors: (a) the relative orientation between $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ and the oscillating vectors $\dot{\mathbf{M}}_i$, (b) the temporal phase difference between $\dot{\mathbf{M}}_F$ and $\dot{\mathbf{M}}_P$, and (c) the relative orientation of the oscillating vectors, which depends on the direction of the magnetization at the equilibrium position for each layer. A graphical representation of several possible cases is presented in Fig. 5.

The average absorbed power per unit volume over an oscillatory cycle also depends on the temporal phase difference between $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$ and the magnetization response and can be calculated by

$$\begin{aligned}\langle P\rangle &= -\omega M_S \mathrm{Im}\left[\sum_k h^{\mathrm{rf}}_{\Omega k}\delta\Omega^{\mathrm{rf}}_k\right]\\ &= -\omega M_S \mathrm{Im}\left[\sum_{k,l} h^{\mathrm{rf}}_{\Omega k} X_{kl} h^{\mathrm{rf}}_{\Omega l}\right].\end{aligned} \tag{17}$$

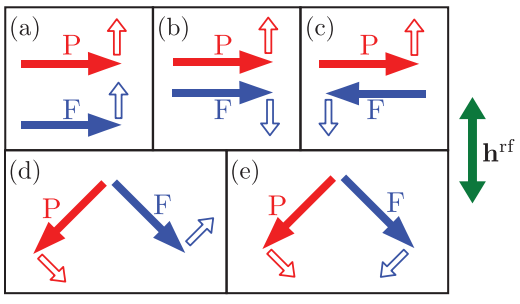


FIG. 5. (Color online) Geometrical representation of the magnetization vectors (filled arrows) and oscillating vectors (empty arrows). Magnetizations are shown in (a) and (b) parallel states, (c) antiparallel state, and (d) and (e) noncollinear states. The oscillations are in phase in (a), (c), and (d) and are out of phase in (b) and (e). For the shown $\mathbf{h}^{\mathrm{rf}}$, (a) and (e) should have greater absorbed power than (b), (c), or (d).

TABLE I. Parameters used in simulations.

Parameters common to all samples			
M_S (emu/cm^3)	800 (Ref. 28)		
γ (MHz/Oe)	17.59 (Ref. 28)		
α_{Pinned}	0.018		
α_{Free}	0.010		
H_K^F (Oe)	5		
H_K^P (Oe)	15		
H_R (Oe)	9		
Sample-dependent parameters			
t_{Cu}	2.5 nm	1.0 nm	0.75 nm
H_{EB} (Oe)	70	83	81
H_1^J (Oe)	0	13	35
H_2^J (Oe)	0	1.0	4.5
$H_\perp$ (Oe)	0	600	600
φ_H	4°	2°	5°

V. DISCUSSION

Here, we separate the discussion on samples that exhibit coupling between the ferromagnetic layers from that on the sample with uncoupled layers. The coupling strengths were obtained by comparing the calculated and experimental data. All simulation parameters are collected in Table I.

We chose the damping constants so that they reproduce the field widths observed at 3.7 GHz (see Fig. 3). No frequency dependence of the damping parameters was considered in this paper.

A. No coupling

When there is no coupling between the FM layers, our system behaves as two independent systems. The hysteresis loop can be treated as the sum of two square loops, one (centered) corresponding to F and the other (field shifted by H_{EB}) corresponding to P. The broadband response is also the sum of the individual responses of each layer. In our model, the matrix $[\boldsymbol{E}_{\mathbf{\Omega\Omega}}]$ is then formed by two independent matrix blocks along the main diagonal. Thus, an independent solution can be found for each block, corresponding to the F and P layers of our samples. The solutions for the resonant frequencies, when the damping is neglected, are the well-known Kittel relations,

$$\begin{aligned}\omega_r^P &= \gamma\sqrt{4\pi M_S - H_\perp \pm H \pm H_{\mathrm{EB}} + H_k^P + H_R}\\ &\quad\times\sqrt{\pm H \pm H_{\mathrm{EB}} + H_k^P + H_R},\\ \omega_r^L &= \gamma\sqrt{4\pi M_S - H_\perp \pm H + H_k^F}\sqrt{\pm H + H_k^F},\end{aligned} \tag{18}$$

the $\pm$ sign being chosen according to the direction of the respective magnetic layer, $+$ for $\varphi = 0$ and $-$ for $\varphi = \pi$ corresponding to the right and left resonant branches experimentally observed. The resonant branches cross each other when the layers are in the antiparallel state and the external field is

$$H = H_0 = -\tfrac{1}{2}\left(H_{\mathrm{EB}} + H_k^P + H_R - H_k^F\right). \tag{19}$$

At this point, the total absorbed power is the sum of the power absorbed by each individual layer.

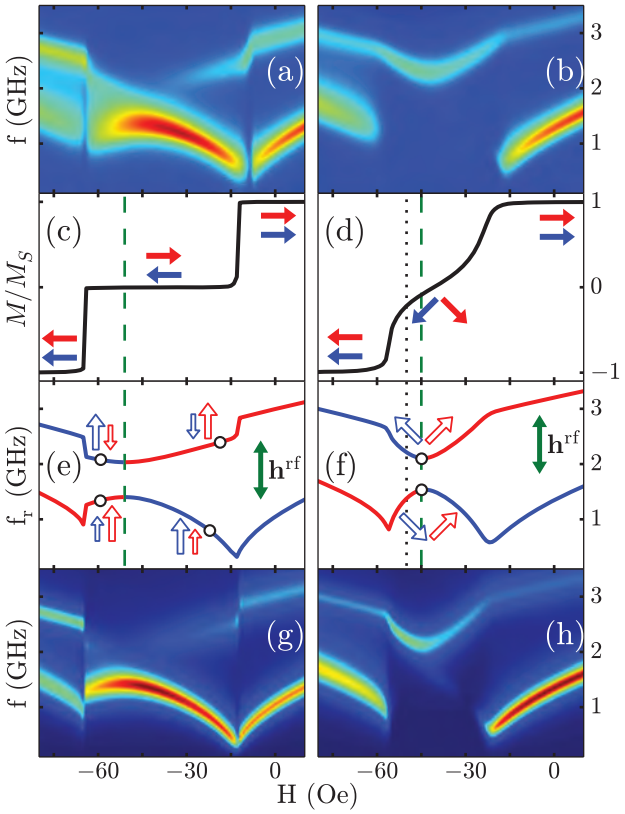


FIG. 6. (Color online) Experimental and simulation details in the unsaturated states for $t_{Cu} = 1.0$ nm (left) and $t_{Cu} = 0.75$ nm (right). (a) and (b) Experimental broadband spectra, (c) and (d) simulated magnetization curves (single branch), (e) and (f) simulated dispersion relation, and (g) and (h) simulated broadband average absorbed power. Filled arrows represent the magnetization vectors, and empty arrows represent the oscillating vectors at the marked circles.

B. Coupled FM layers

Figure 6 summarizes both the experimental and the numerical results on an expanded scale of H. In Figs. 6(a) and 6(b), we notice two arc-shaped (lower and upper) branches over the unsaturated regime. These features are reproduced by our model, resulting in the dispersion relations and the simulated broadband average absorbed power shown in panels (e)–(h).

Examining Figs. 6(c) and 6(d), we realize that the hysteresis response of the F layer is no longer centered. For a positive bilinear interaction ($J_1 > 0$), the loops of the F layer are field shifted toward the position of the P-layer loop. If the coupling is not large, as for the sample with $t_{Cu} = 1.0$ nm, the square shape of the loops is maintained, indicating that the magnetization flips between the parallel and the antiparallel directions with respect to the external field [Fig. 6(c)]. For the sample with $t_{Cu} = 0.75$ nm, whose coupling intensity is larger, the hysteresis loop is no longer square but, instead, acquires a rounded shape due to the simultaneous rotation of the FM layers [Fig. 6(d)]. These magnetization states along the magnetization curve were represented in the former figure as pairs of filled arrows.

When excited by an external rf field, the magnetization of each layer does not oscillate independently. Instead, they oscillate coherently with correlated amplitude and phase difference. In this case, we find that, for a resonant mode with frequency f_r, the phase difference of the oscillations $\Delta\phi = \arg[\delta\varphi_F] - \arg[\delta\varphi_P]$ depends on the natural frequency of the companion layer: A natural frequency higher or lower than f_r gives rise to a phase difference of $\Delta\phi \approx 0^\circ$ or $\Delta\phi \approx 180^\circ$, respectively. This information is depicted in Figs. 6(e) and 6(f) where the resonant modes, classified (see Sec. IV B) in terms of the dominant contribution for the oscillation, are represented by the red and blue lines associated with the P and F layers, respectively. The pairs of empty arrows represent the oscillating vectors at the indicated open black circles, drawn using the scheme of Fig. 5.

Irrespective of the coupling intensity, there is an external field value H_0 where both layers oscillate at the same frequency (see the green dashed line in Fig. 6). As long as the antiparallel state holds, which is the case for $t_{Cu} = 1.0$ nm, this field takes the same value as in the uncoupled case [see Eq. (19)]. In all other cases as for $t_{Cu} = 0.75$ nm, the magnetization angles must be taken into account to calculate H_0, giving a complicated analytical expression. The resulting values are, however, usually close to the former cases (see the dotted line on the right panel of Fig. 6). At this field H_0, two resonant frequencies, rather than one as in the uncoupled case, are found. The gap between these frequencies is proportional to the intensity of the given coupling. In this magnetization state, both layers oscillate with the same amplitude ($|\delta\varphi_P| = |\delta\varphi_F|$) at any given frequency. This may indicate that the dominant interaction in this state is the coupling energy.

For $t_{Cu} = 1.0$ nm, the lower arc in the dispersion relation is formed by oscillating modes where $\Delta\phi \approx 180^\circ$, but due to the antiparallel magnetization state, the resulting oscillating vectors are in the same direction and are parallel to $\mathbf{h}^{rf}$, favoring the absorption in this arc. On the other hand, in the upper arc, $\Delta\phi \approx 0^\circ$, and the oscillating vectors are in opposite directions. The relative amplitudes of the oscillating vectors vary gradually on the upper arc resonant modes. Therefore, our simulations describe the observed experimental spectra well. When the amplitude difference of the oscillating vectors is appreciable, e.g., at the marked circles in Fig. 6(e), a weak but clear absorption response is observed. This response gradually vanishes as the applied field approaches H_0 where both layers oscillate with the same amplitude. The similar oscillating amplitude transition occurs on the lower arc; in this case, it can be observed as a gradual change in the linewidth of the arc, starting from a broad linewidth at the left where the P-layer oscillation dominates toward a sharper linewidth at the right side of the spectrum where the F-layer oscillation dominates.

The sample with $t_{Cu} = 0.75$ nm shows an appreciable absorption only in the upper inverted arc. Here, the oscillating vectors [shown in Fig. 6(f) as calculated at H_0] are no longer parallel to the rf field. Instead, their vector sum is nearly parallel to the rf field for the upper branch and is nearly perpendicular to the rf field for the lower arc.

We are now able to understand the behavior of the peak amplitudes shown in Figs. 3(b) and 3(c). When the calculated oscillating vectors shown on top of each peak are in opposite directions, the peak amplitude decreases. The smaller the oscillating amplitude difference, the larger the decrease in amplitude.

VI. CONCLUSIONS

To summarize, we have reported the broadband resonance spectra in coupled and uncoupled magnetic layers in a single spin-valve configuration, namely, NiFe (20 nm)/Cu(t_{Cu})/NiFe (20 nm)/IrMn (15 nm), where $t_{Cu} = 0.75$, 1.0, or 2.5 nm controls the coupling intensity. In coupled cases, we observed that, at low field, the experimental broadband spectra were complex, whereas, at high field, the spectra showed the typical behavior of coupled saturated samples. The coupling between the ferromagnetic layers was observed to modify the relative amplitudes of the absorption peaks.

We were able to reproduce the broadband experimental results remarkably well, both in saturated and in unsaturated states, by employing a numerical method based on the macrospin approximation. Using our method, we obtained the dispersion relations [Eq. (15)] and the broadband average absorbed power [Eq. (17)]. The method provides further insight into the magnetization dynamics in coupled systems, predicting frequency gaps and complex dispersion relations in unsaturated magnetic states. Such states, despite their importance in applications, are usually neglected by the traditional descriptions of both regular FMR and broadband FMR experiments.

As a final comment, we would like to point out that our matrix mathematical approach easily enables the description of magnetic systems with an arbitrary number of interacting macrospins. It also permits an easy and fast software implementation of the method by using well-established numerical subroutines.[29]

ACKNOWLEDGMENTS

The authors thank Dr. M. Assolin Corrêa for the fruitful discussion and revision. This work was supported by the Brazilian agencies CNPq, FINEP, FAPERJ, and CAPES.

[1]B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, and D. Mauri, Phys. Rev. B **43**, 1297 (1991).
[2]T. Shinjo and H. Yamamoto, J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 3061 (1990).
[3]J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey, Phys. Rev. Lett. **74**, 3273 (1995).
[4]T. Miyazaki and N. Tezuka, J. Magn. Magn. Mater. **139**, L231 (1995).
[5]S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, and S.-H. Yang, Nature Mater. **3**, 862 (2004).
[6]S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando, Nature Mater. **3**, 868 (2004).
[7]H. van den Berg, W. Clemens, G. Gieres, G. Rupp, W. Schelter, and M. Vieth, IEEE Trans. Magn. **32**, 4624 (1996).
[8]J. L. Leal and M. H. Kryder, J. Appl. Phys. **83**, 3720 (1998).
[9]A. Veloso and P. P. Freitas, J. Appl. Phys. **87**, 5744 (2000).
[10]T. G. S. M. Rijks, R. Coehoorn, J. T. F. Daemen, and W. J. M. de Jonge, J. Appl. Phys. **76**, 1092 (1994).
[11]J. Faure-Vincent, C. Tiusan, C. Bellouard, E. Popova, M. Hehn, F. Montaigne, and A. Schuhl, Phys. Rev. Lett. **89**, 107206 (2002).
[12]T. Katayama, S. Yuasa, J. Velev, M. Ye. Zhuravlev, S. S. Jaswal, and E. Y. Tsymbal, Appl. Phys. Lett. **89**, 112503 (2006).
[13]S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990).
[14]S. S. P. Parkin, Phys. Rev. Lett. **67**, 3598 (1991).
[15]J. J. Krebs, P. Lubitz, A. Chaiken, and G. A. Prinz, Phys. Rev. Lett. **63**, 1645 (1989).
[16]B. Heinrich, J. F. Cochran, M. Kowalewski, J. Kirschner, Z. Celinski, A. S. Arrott, and K. Myrtle, Phys. Rev. B **44**, 9348 (1991).
[17]B. Heinrich, Z. Celinski, J. F. Cochran, A. S. Arrott, K. Myrtle, and S. T. Purcell, Phys. Rev. B **47**, 5077 (1993).
[18]R. L. Rodríguez-Suárez, S. M. Rezende, and A. Azevedo, Phys. Rev. B **71**, 224406 (2005).
[19]G. Gubbiotti, G. Carlotti, A. Montecchiari, M. De Crescenzi, R. Zivieri, L. Giovannini, and F. Nizzoli, Phys. Rev. B **62**, 16109 (2000).
[20]R. J. Hicken, A. J. R. Ives, D. E. P. Eley, C. Daboo, J. A. C. Bland, J. R. Childress, and A. Schuhl, Phys. Rev. B **50**, 6143 (1994).
[21]S. M. Rezende, C. Chesman, M. A. Lucena, A. Azevedo, F. M. de Aguiar, and S. S. P. Parkin, J. Appl. Phys. **84**, 958 (1998).
[22]M. Belmeguenai, T. Martin, G. Woltersdorf, M. Maier, and G. Bayreuther, Phys. Rev. B **76**, 104414 (2007).
[23]A. M. Kaiser, C. Schöppner, F. M. Römer, C. Hassel, C. Wiemann, S. Cramm, F. Nickel, P. Grychtol, C. Tieg, J. Lindner, and C. M. Schneider, Phys. Rev. B **84**, 134406 (2011).
[24]W. Barry, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **34**, 80 (1986).
[25]H. Garcia-Miquel, M. Esbri, J. Andrés, J. Garcia, J. Garcia-Beneytez, and M. Vázquez, IEEE Trans. Magn. **37**, 561 (2001).
[26]C. Bilzer, T. Devolder, J.-V. Kim, C. Chappert, M. Ruehrig, and L. Baer, J. Appl. Phys. **106**, 063918 (2009).
[27]R. D. McMichael, M. D. Stiles, P. J. Chen, and W. F. Egelhoff, Phys. Rev. B **58**, 8605 (1998).
[28]M. Najafi, B. Krüger, S. Bohlens, M. Franchin, H. Fangohr, A. Vanhaverbeke, R. Allenspach, M. Bolte, U. Merkt, D. Pfannkuche, D. P. F. Möller, and G. Meier, J. Appl. Phys. **105**, 113914 (2009).
[29]E. Jones, T. Oliphant, P. Peterson *et al.*, "SciPy: Open Source Scientific Tools for Python" (2001), see http://www.scipy.org/.